九州大学学術情報リポジトリ
Kyushu University Institutional Repository

エンジン内燃料ガス噴流の空気導入と拡散燃焼の可視化計測及び数値予測に関する研究

石橋，亮佑

https://hdl.handle.net/2324/1959156

出版情報：Kyushu University, 2018, 博士（工学）, 課程博士
バージョン：
権利関係：

エンジン内燃料ガス噴流の空気導入と拡散燃焼の可視化計測及び数値予測に関する研究

九州大学 大学院 総合理工学府
環境エネルギー工学専攻 博士後期課程
石橋亮佑

2018 年 7 月

目次

第1章	序論	P1～P-6
第2章	実験装置及び可視化光学系装置	P7～P40
第3章	3 次元 CFD コード KIVA3V	P41～P54
第4章	ガス噴流とディーゼル噴霧の到達距離に関する研究	P55～P75
第5章	PIV を用いたガス噴流の空気導入過程に関する研究	P76～P84
第6章	筒内直接噴射式ガスエンジンの燃焼過程の光学的検証	P85～P100
第7章	結言	P101～P102
	参考文献	
	謝辞	

第 1 章　序論

1.1 舶用低速ディーゼル機関

日本の貿易全体に占める海上貿易の割合は 2013 年において，99.7%となっており，海上輸送が日本の経済，日常生活の基盤となっている．

舶用低速ディーゼル機関は”他の内燃機関と比べ熱効率が高い”，”比較的安価で低質な燃料が使用できる”という点で日本のみならず世界の海上輸送を長年担っている．

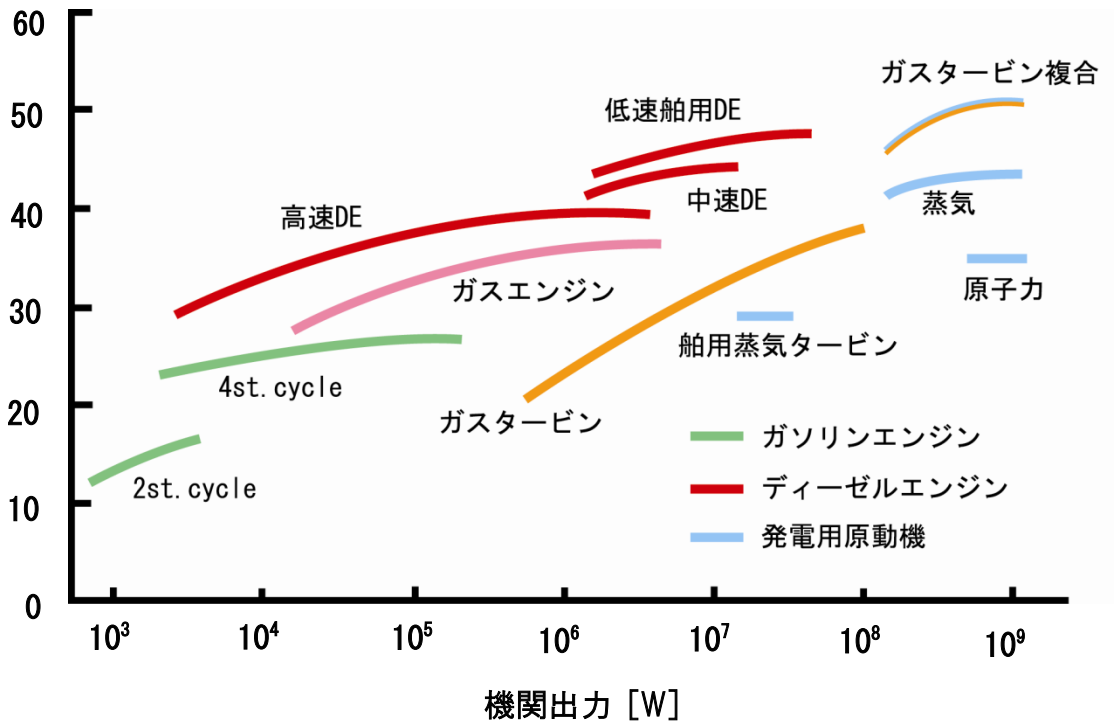


図 1.1 内燃/外燃機関出力一覧

しかしながら，ディーゼル機関は拡散燃焼により窒素酸化物(NO_x)を排出し，燃料中に多く含有される硫黄分から生成される硫黄酸化物(SO_x)と共に，酸性雨の原因となっている．さらに，人体に悪影響を及ぼす粒子状物質(PM: Particulate Matter)を構成する物質には，すすの他に，SO_xの一種であるSO_4も該当することから，海洋汚染の防止として，国際海事機構(IMO: International Maritime Organization)が船舶に要求するNO_x，SO_xといった有害排ガスの規制の強化が開始した．

さらには国際海運にて排出される温室効果ガス(主に CO_2)は 2007 年度の試算によると，世界全体の CO_2 排出量の約 3%とされており，有害排ガス量及び CO_2 の削減はディーゼル機関が今後も世界の海上輸送を担っていくために必要となっている．

排ガス規制のうち，SO_x 排出量の削減は使用燃料の改質もしくは排ガス後処理設備が主となるため，ディーゼル機関には NO_x および CO_2 の排出量低減が強く求められている．

1.2 EEDI(Energy Efficiency Design Index)

2011 年に開催されたIMO の第62 回海洋環境保護委員会（MEPC62）において，EEDI(エネルギー効率設計指標)及びSEEMP(船舶エネルギー効率管理計画)を強制化するためのMARPOL付属書VI改正案が採択され，2013/1/1に発効された．

この改正により以下の対策が義務付けられることとなった．

・EEDIの導入及び二酸化炭素排出規制の実施

・SEEMPの作成の義務付け

EEDIは”1トン1マイル当たりに船舶から排出される二酸化炭素量[g/ton mile]”と定義される．一方SEEMPは既存船が自船の二酸化炭素排出量をモニタリングし，その排出量削減の効果的な運行方法をとるためのPDCAサイクルの実施を継続して管理することを促すものである．

EEDIの導入が義務付けられる外航船のうち，一般商船であって一定サイズ以上のものには船種ごとにEEDIの削減率が設けられている．削減率の一例を以下表1に記載する．

表1.1　EEDI削減率

船種	積荷重量 (DWT)	削減率（新造船契約日により，フェーズが異なる			
		フェーズ0	フェーズ1	フェーズ2	フェーズ3
バルクキャリア	20000～	0	10	20	30
	10000～20000	適用除外	0-10※	0-20※	0-30※
ガスキャリア	10000～	0	10	20	30
	2000～10000	適用除外	0-10※	0-20※	0-30※
ガスキャリア	20000～	0	10	20	30
	4000～20000	適用除外	0-10※	0-20※	0-30※

※積荷重量により線形補間する．

フェーズ0　　2013/1/1～2014/12/31

フェーズ1　　2015/1/1～2019/12/31

フェーズ2　　2020/1/1～2024/12/31

フェーズ3　　2025/1/1～

このEEDI削減の義務化により，船舶より排出される二酸化炭素の削減率は2025/1/1より最大で30%となる．

1.3 天然ガス

天然ガスは，図 1.2 に示すように，世界各地に偏在なく存在し安定した供給が見込まれる．

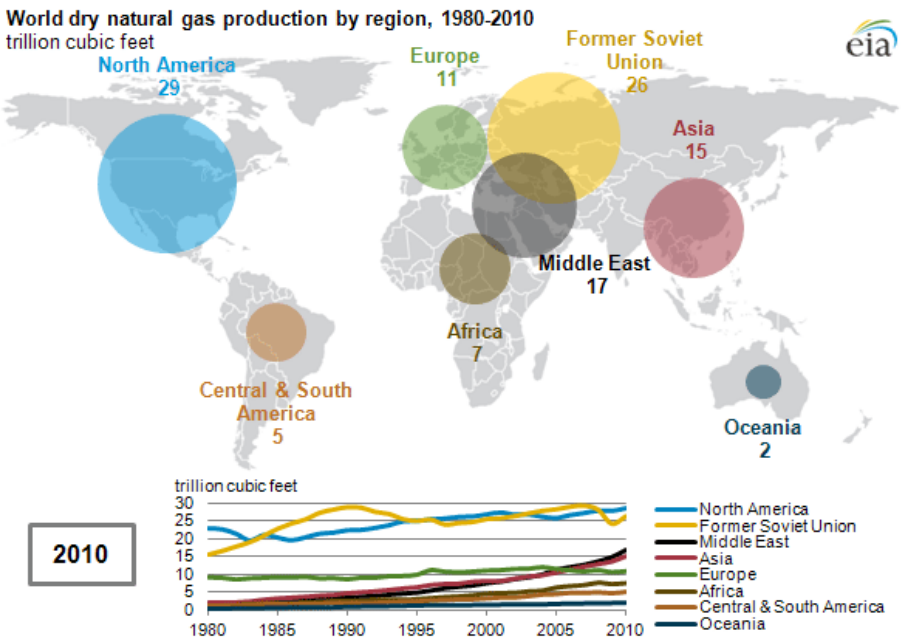


図 1.2 地域別天然ガス生産量マップ[1]

さらに北米では単位熱量あたりの価格は重油に比べて安価となっている．天然ガスは産地によってその組成が異なるが，メタン CH_4 を主成分とし，他にエタン C_2H_6，プロパン C_3H_8，ブタン C_4H_{10} 等を含む．水 H_2O，二酸化炭素 CO_2，硫化水素 H_2S などの不純物を少量含むものもある．

次に，天然ガスの主成分であるメタン CH_4と，舶用ディーゼル機関で使用される燃料(MDO，HFO)を代表するセタン $C_{16}H_{34}$ が燃焼時に発生する CO_2 量を比較する．それぞれの総括反応式は，式(1.1)，式(1.2)のように表される．

$$CH_4 + 2O_2 \rightarrow CO_2 + 2H_2O + H_{methane} \ \text{[kJ/mol]} \tag{1.1}$$

$$C_{16}H_{34} + \frac{49}{2}O_2 \rightarrow 16CO_2 + 17H_2O + H_{cetane} \ \text{[kJ/mol]} \tag{1.2}$$

となり，標準生成熱から反応熱を算出すると，

$$H_{methane} = (-74.87 + 0 \times 2) - (-393.5 + (-241.8) \times 2) = 802.3 \ \text{[kJ/mol]} \tag{1.3}$$

$$H_{cetane} = (-374.8 + 0 \times 2) - \big((-393.5) \times 16 + (-241.8) \times 17\big) = 10032.6\text{[kJ/mol]} \tag{1.4}$$

となる．

よって1kJの熱発生につき，CH_4は0.0548 [g] (= 44.0 / 802.3)，$C_{16}H_{34}$は0.0702 [g] (= 16*44.0 / 10032.6)のCO_2を発生させる．このように，天然ガスの燃焼によるCO_2発生量は軽油と比べ約2割少ないことがわかる．

天然ガスはディーゼル重油と異なり，硫黄分や不純物をほとんど含まないため，硫黄酸化物およびPMをほとんど排出しない．燃料を重油から天然ガスへ変更するだけで，硫黄酸化物規制をクリアすることが可能である．加えて，天然ガスはEGR時の硫黄分による機関の腐食，SCRの硫黄分による性能低下といった問題が起こるリスクを減少させることができるため，それらのNO_x低減技術との相性が良い．

1.4 天然ガスエンジン

天然ガスエンジンは既存のディーゼル機関と同等の熱効率，出力を備え，前述の通り，クリーンな天然ガスを燃料として使用していることから，すでに指定海域内の北欧で天然ガスを燃料とした船舶が運航を開始している．現在，天然ガスエンジンは予混合希薄燃焼式と筒内直接噴射式の 2 種類に大別される．

1.4_a 予混合希薄燃焼式ガスエンジン

天然ガスを燃料とする大型の予混合燃焼エンジンは，図 1.3 に示すように運転領域が限定される．
図は，正味平均有効圧力（Break Mean Effective Pressure)・空気過剰率 λ(Excess Air Ratio)を軸にした場合の運転領域，NOx，熱効率との関係を示している．異常燃焼のノッキング(Knocking）領域と失火(Misfire）領域を避け，白帯(Operating Window)域内で運転する必要がある．つまり，λが 1 よりも大きな希薄領域で燃焼する必要がある．希薄燃焼のことをリーンバーン(Lean Burn)と呼び，希薄燃焼により燃焼ガス温度を抑え，冷却損失，NOx 排出量を低減することができる．

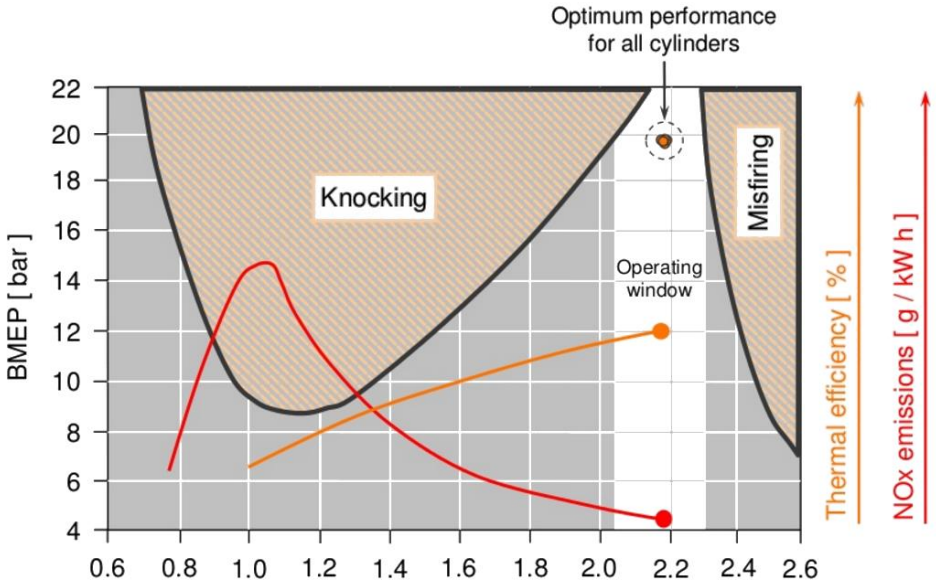


図 1.3 希薄予混合燃焼の燃焼範囲・熱効率・NO_x 排出量の関係[2]

また出力を稼ぐために吸入空気量を増やすため，ポンピングロス(Pumping loss)低減効果も見込まれる．
一方，希薄予混合燃焼には以下のような問題も存在する．

・荒れた海域を運行する船舶の場合は急激な負荷変動によりノッキング，あるいは部分的に失火してしまう危険性があること．

・大型機関ではシリンダー径が 1m を近くあり，火炎が燃焼室中心から壁面へと伝播する距離が長いため，ノッキングや失火などの異常燃焼が生じやすすこと．

・燃焼室壁面近傍やピストンとシリンダーの間に入り込んだ希薄予混合ガスが燃焼せずに燃焼ガスと一緒

に排出され，未燃炭化水素の排出が多くなる問題があること.

この未燃炭化水素排出のことをメタンスリップという．メタンスリップにより出力・熱効率の低下を招くだけでなく，未燃炭化水素のほとんどがメタン等の温室効果が非常に高い気体であることから，メタンスリップをなくすことが熱効率，環境の両面で必要とされている.

1.4_b 筒内直接噴射式ガスエンジン（GI エンジン）

ディーゼル機関同様，圧縮行程終了付近で筒内にガス燃料を高圧で直接噴射し拡散燃焼により出力を取り出すエンジンのことを指し，GI (Gas Injection)エンジンと呼ぶ．天然ガスの主成分であるメタンは着火性が悪いため，何らかの方法により着火させる必要がある．スパークプラグ，グロープラグ，パイロット噴射などが着火方法として挙げられる．本研究においては，軽油を燃料としたパイロット噴射を使用した．パイロット噴射による発熱量は主燃焼の 5%程度かそれ以下である．GI 燃焼は，燃焼範囲が狭く，燃焼温度が高くなるため，希薄予混合燃焼よりも多くの NOx を排出する傾向にあるが，リーンバーンで問題視されているノッキングやメタンスリップを防ぐことが可能である．ノッキングの危険性が無いため，圧縮比を予混合機関よりも高く設定することができる.

1.5 本研究の目的

前述のとおり，EEDI，有害ガス排出量の面よりメタンガスを主成分とするガスエンジンはディーゼルエンジンに比べ優位を保っている．予混合希薄燃焼式ガスエンジンにおいてはメタンスリップ，運航中の失火，ノッキングといった問題が残されているものの，筒内直接噴射式(GI)ガスエンジンは NO_x 排出量の増加以外にそういった問題は挙げられない．大型舶用 2st ディーゼルエンジンからガスエンジンへの転換を考慮する場合，筒内直接噴射(GI)エンジンの相性が良いと考えられる.

最新の大型舶用 2st ディーゼルエンジンでは燃費改善のために，シリンダー内の最高圧は 20MPa 近くに達するものが登場している．GI エンジンにも同条件が適用された場合，高圧縮ガス燃料が，高密度場へ噴射される．ガス燃料と周囲空気の混合気形成は，着火，燃焼，排ガス組成に大きな影響を及ぼす．しかしながら，上述の高密度場での実験，経験が少ないことから，熱効率と排出ガスを最適とする混合気形成のプロセスを導くことが非常に困難なものとなっている.

上記より，本研究では高密度場へ噴射されるガス噴流の到達距離をシャドウグラフ法にて測定した．さらに 3DCFD コード KIVA3V に第 3 章に記述するガス噴流モデル(ガスパーセルモデル)を実装し，その実験に対する再現性を検証した．その後、ガス噴流到達距離の詳細な考察を行ううえで、高圧回流風洞を使用し、周囲の気流がディーゼル噴霧の発達過程に及ぼす影響の調査を行った。この調査はディーゼル噴霧とガス噴流の類似性のうえに成り立っている。さらに時系列 PIV 法を用いてガス噴流の可視化を行い、その空気導入過程を明らかにした。

その後、実エンジンを模擬した燃焼の可視化計測を行い，ディーゼル燃焼と GI 燃焼の相違を明らかにした.

本研究の構成は以下となる.

・2 章　実験装置

・3 章　数値計算

・4 章　ガス噴流とディーゼル噴霧の到達距離に関する研究

・5 章 PIV を用いたガス噴流の空気導入過程に関する研究
・6 章 天然ガス直噴ガスエンジンの燃焼過程の光学的検証
・7 章 結言

第 2 章　実験装置及び可視化光学系装置

2.1　実験装置

図 2.1 に本研究で用いた実験用可視化装置及び光学系の全体像を示す. この装置は実際の単気筒ディーゼルエンジンを改造したものであり,　吸気方法・圧縮比の変更等のためにシリンダーヘッドを作成し様々な改造をしているが, 特に燃焼の可視化を行うため燃焼室壁面にガラス窓を取り付け, 燃焼室内を撮影できるようにした.　本実験では 2 台のカメラを用いて同時に 2 種類の可視化画像を撮影している. 一つは直接撮影であり, 燃焼によって生じる火炎の色・輝度などを確認することが可能となる. もう一つはシャドウグラフ法である.　複数の平面鏡・凹面鏡及びハーフミラーを用いることにより可視化窓内を透過させたレーザー光を撮影する. これにより直撮では捕らえられない噴霧の外形や燃焼時の気体の膨張を撮影することが可能である.　以下に実験装置の詳細を記す.

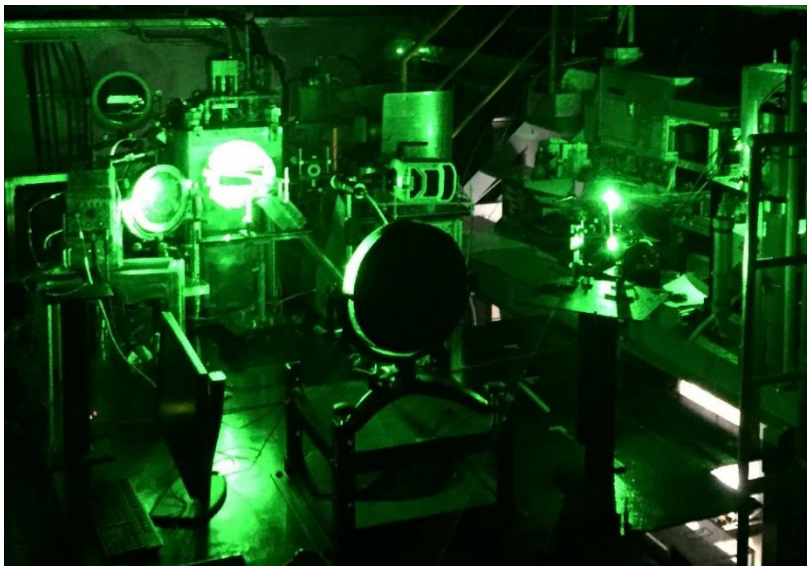


図 2.1　実験装置全体像

2.1.1 急速圧縮膨張装置（RCEM: Rapid Compression Expansion Machine）

燃焼を評価するには,　排気ガスの計測および燃焼室内の圧力・体積変動の計測, そこから算出される熱発生率が重要である.　拡散燃焼の改善には噴射時期・噴孔径・燃料変更などがあるが, 改善のメカニズムを解明するためには, 筒内を可視化し噴霧形状・混合気形成・燃焼を観察しなければならない. 本研究で使用した急速圧縮膨張装置（以下　RCEM）は燃焼室内の燃焼を可視化するために設計されたエンジンである. 図　2.2　に示す実験用単気筒エンジンのシリンダーヘッドを改造することで可視化を可能としている. RCEM のシリンダーヘッド概観図を図 2.3, 仕様を表 2.1 に示す.

図 2.2　RCEM の元となった実験用エンジン

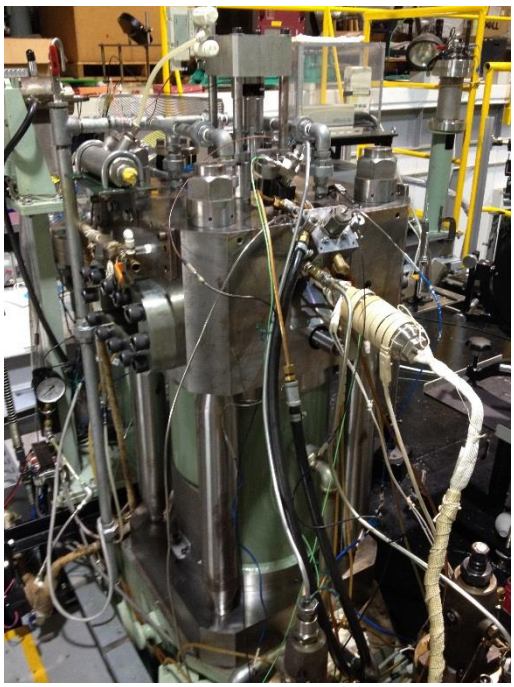


図 2.3　RCEM 概観図

表 2.1　RCEM 仕様

エンジン	4 ストローク実験用単気筒ディーゼルエンジン
燃料供給方法	筒内直接噴射
着火方法	ディーゼル燃料によるパイロット噴射
ボア　×　ストローク	ϕ240mm　×　260mm
圧縮比	10. 4
コンロッド長	520mm
エンジン回転数	290rpm,
燃焼観察用窓	石英ガラス，　200 mm　×　50mm　×　100mm　×　2

RCEM の燃焼室は表 2.1 の通り上部が直方体（幅 200mm，高さ 66mm，奥行き 80mm），下部が円柱（直径 240mm 高さ 0. 6mm）で構成されている．そして直方体の両側に表 2.4 で示す幅 200mm，高さ 50mm の燃焼観察用窓を設置することで燃焼を可視化し，十分な視野を確保することを可能にしている．本装置では RCEM の側に設置されている空気加熱タンクに予め高温・高圧の空気を貯蔵し，燃焼サイクルに燃焼室に導入することで圧縮圧を確保している．RCEM では 1 回の実験において 1 回のみ燃焼を行う．実験では駆動用モーターを用いてエンジンを規定の回転数まで駆動し，燃焼を行う直前の給気行程にのみ給気弁を作動させ燃焼室内に圧縮空気を導入し，空気を圧縮し上死点直前でパイロット噴射とガス噴射を行い，燃焼を観察する．燃焼後の排気ガスを燃焼室内に保持するため排気弁は存在せず，代わりに排気ガス中に存在する未燃ガスが再度燃焼しないように

デコンプ弁とデコンプ用タンクを備えている．シリンダーヘッド及び燃焼室内の断面図を図 2.5 に示す．

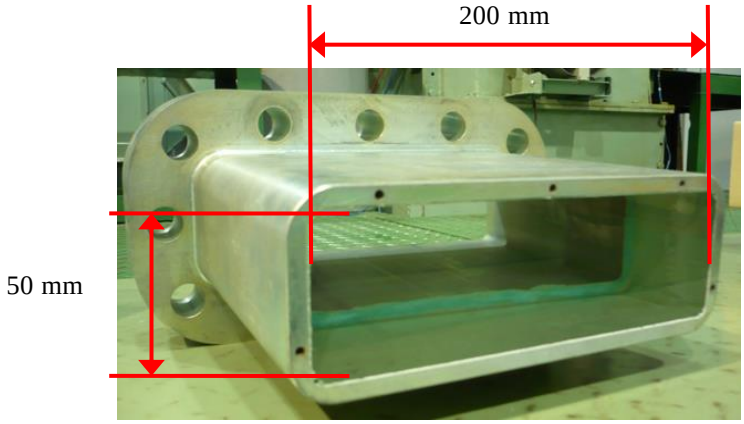


図 2.4　観察用石英ガラス

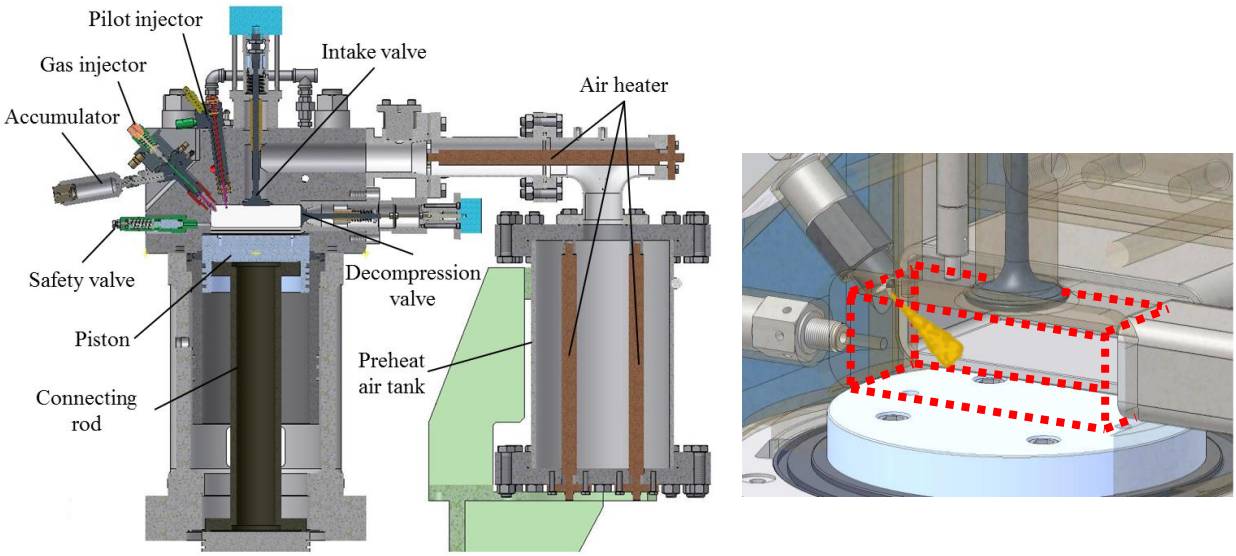


図 2.5 RCEM シリンダーヘッド及び燃焼室内断面図

図 2.5 に示す通り，ピストンは連結棒によってベースエンジンのピストンと連結され，シリンダーライナーに沿って上下する．これは，以前 RCEM で行っていたガスエンジンの研究において燃焼室内に浮遊する潤滑油が燃焼に与える影響が大きいと確認されたことから，潤滑油の影響を除外して燃焼特性をより正確に把握するためである．また，実験装置は単気筒エンジン，かつ 1 度のみの燃焼を観察する装置であることから回転数の変動が大きく，特に燃焼直後の回転数変動は運転条件によっては非常に大きいものとなる．モーターに対する負荷変動を取り除くため，RCEM は圧縮空気で作動する電子制御式クラッチによって燃焼サイクル直前に駆動モーターから切り離される．参考に図 2.6 に使用したクラッチの概観画像を示す．

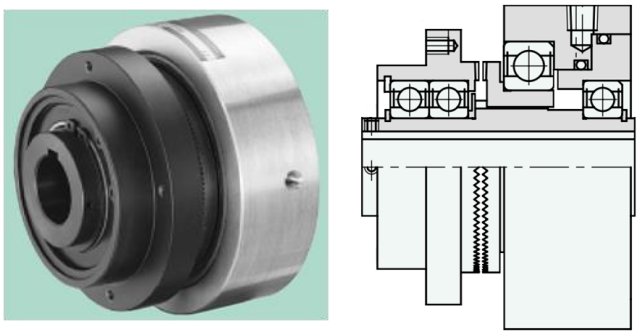


図 2.6　クラッチの概観

2.1.2　駆動モーター

RCEM は図 2.7 に示す 75kW の出力をもつ三相交流モーターによって駆動される．回転制御に使用される交流は図 2.8 に示す 3 相交流インバーターから供給され，駆動用モーターを規定回転数まで回転させる．本研究で行った実験では駆動用モーターを 1764rpm で回転させ，RCEM の回転数を 350rpm まで上昇させた．RCEM を駆動させるためには膨大なトルクが必要であることから，駆動モーターの回転数は歯車とタイミングベルトを用いて減速比 5．04 で RCEM へと伝えられる．

図 2.7　駆動用モーター

図 2.8　3 相交流インバーター

2.1.3 液体燃料噴射

燃料噴射ノズルには，自動弁式燃料噴射弁を用いた．これは現在のディーゼルエンジンにおいて最も一般的な作動形式の噴射弁である．また，本研究で用いた燃料噴射ノズルは大きく分けて，ノズルホルダとノズルチップから成り，ノズルチップを交換することにより，噴口径や噴射角度を変更することができるようになっている． 図 2.9 に燃料噴射ノズルの写真を， 図 2.10 に噴射ノズルチップの構造を示す．

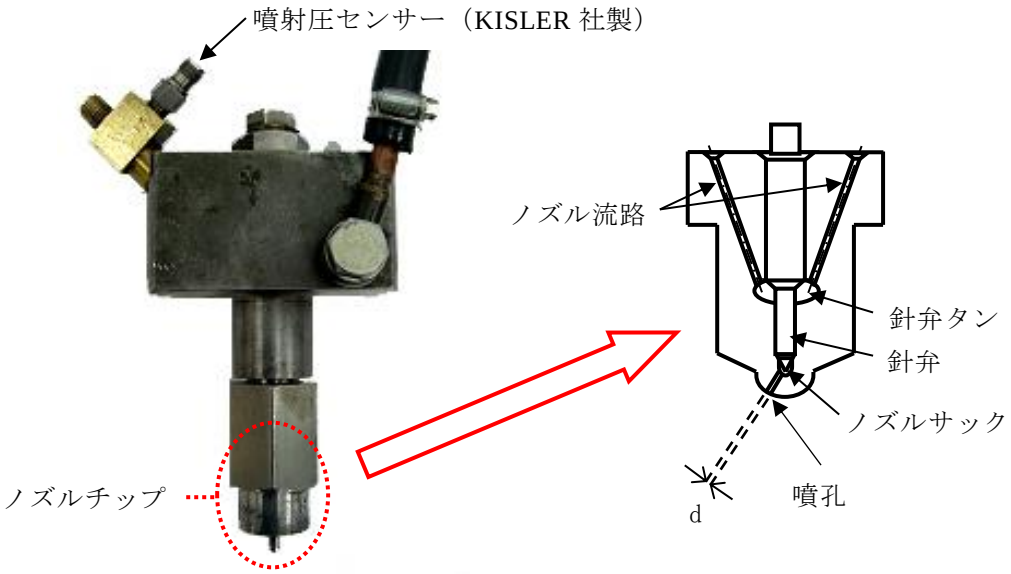


図 2.9 燃料噴射ノズル　　図 2.10 ノズルチップ断面図

燃料噴射ノズルは針弁が噴孔をふさぐ事で噴射の有無を制御している．針弁はバネによって常に上から力をかけられた状態に保たれる．このバネによって針弁のリフト面にかかる圧力のことを開弁圧と言い燃料の供給圧が開弁圧を超えると噴射される．本研究では 20MPa に設定している．循環弁を閉め，さらにはプランジャ(次節参照)が突き上げられることにより燃料の圧力が急激に高め噴射する．循環弁は燃料を循環させ，燃料のエア抜きや温度管理，誤噴射を防ぐ役割がある．噴射圧は図 2.9 の噴射圧センサーから得ている．

2.1.4 ガス噴射弁周辺部 及び ガスブースター

図 2.11 にそれぞれの燃料噴射方向を記した燃焼室の断面図，図 2.12(a)に本研究で使用したガス噴射弁の外観，図 2.12 (b)にその断面図を示す．

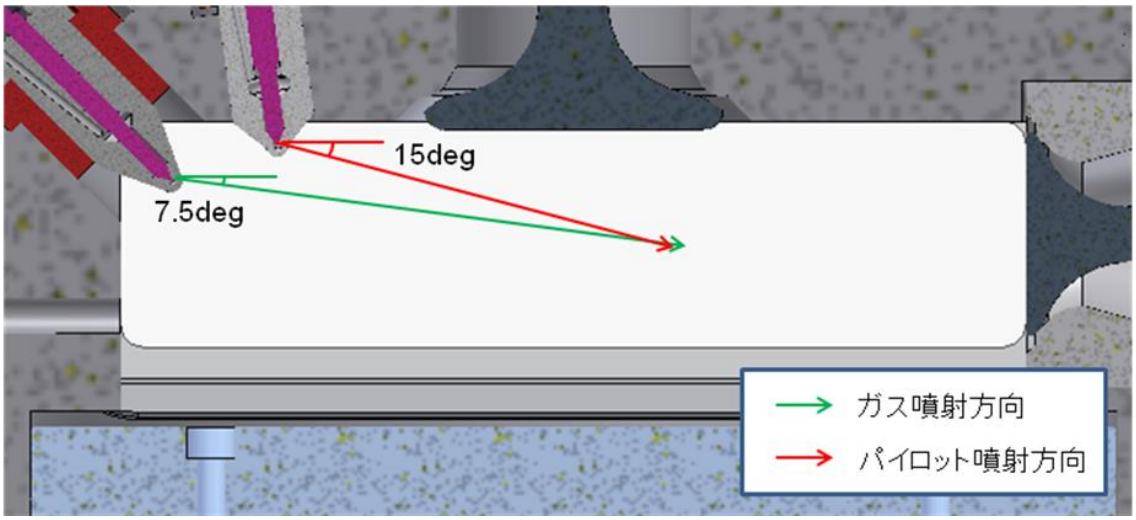


図 2.11 燃焼室断面図

図 2.12(a) ガス噴射弁外観

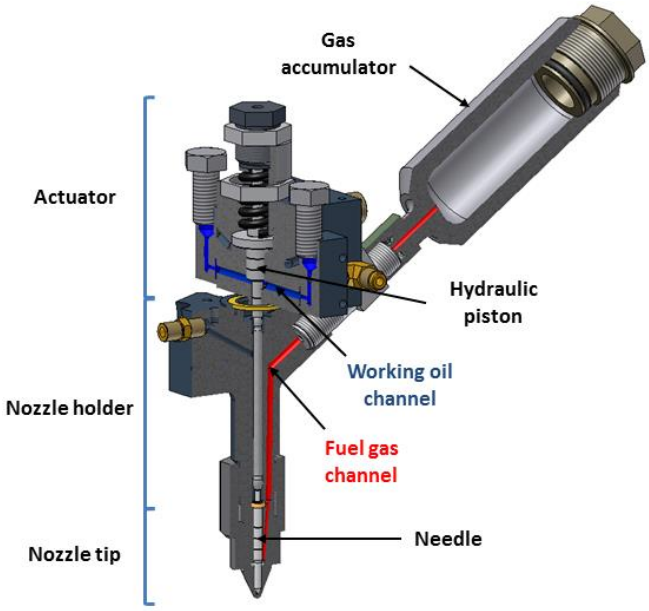


図 2.12(b) ガス噴射弁断面図

ガス噴射弁は当研究室で水噴射用のノズルとして使用されていたものを改良したもので，大きく分けてノズルチップ・ノズルホルダー・アクチュエーターの 3 つの部品群から構成される．ノズルホルダはノズルをシリンダーヘッドに固定する役割を持ち，先端に取り付けられているノズルチップを交換することによって

様々な噴孔径・噴射角度による燃料噴射を実現可能としている．ガス噴射弁の構造は自動車用ディーゼルエンジンによく用いられているコモンレール式インジェクターと同じく，ノズル先端まで通じているガス流路に溜まったガス燃料は針弁によって保持され，針弁が上がった時のみガスが燃焼室内に噴射される．針弁はコネクティングピンを通してアクチュエーターによって開閉の制御が行われる．アクチュエーターには油圧ピストンが内蔵されており，図 2.12(b)において青色で示される油圧ラインに油圧が掛かっていない時は油圧ピストン上部のスプリングの力で下向きに押し下げられ，油圧が掛かると針弁が開く方向に力が加わり，針弁が上がることによって燃料が噴射される．またノズルホルダには噴射ガス圧力を安定させるために高圧ガスを溜めるアキュミレーターが取り付けられている．

ガス燃料は図 2.13(a)に示す MAXIMATOR GmbH 社製エアー駆動式ガスブースターによってアキュミレーターへと送られ，徐々に加圧される．ガスブースターは 2 系統の低圧圧縮空気によって駆動し，最高圧縮比 20 でガスを低圧側から高圧側へと加圧することが可能である．このブースターの圧力比は 1:75 であることから，圧縮ガスの圧力を駆動ガスの 75 倍に昇圧できる．ブースター出口には図 2.13(b)のようにチェック弁，ブルドン管圧力計，安全弁，リリースバルブが備えられ，本実験におけるガス噴射圧力はこの圧力計によって設定している．また管路にはヒーターが巻きつけられており圧縮時に液化の恐れがある燃料を昇圧する際には熱電対で管の温度を計測し，温度調節器でヒーターのスイッチの入り切りすることで任意の温度に保つことが可能となっている．

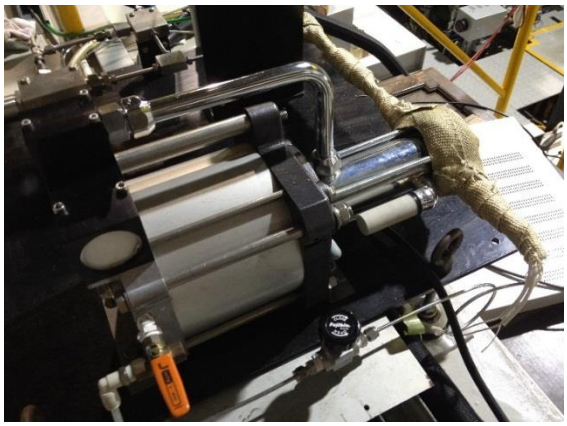


図 2.13(a) ガスブースター外観

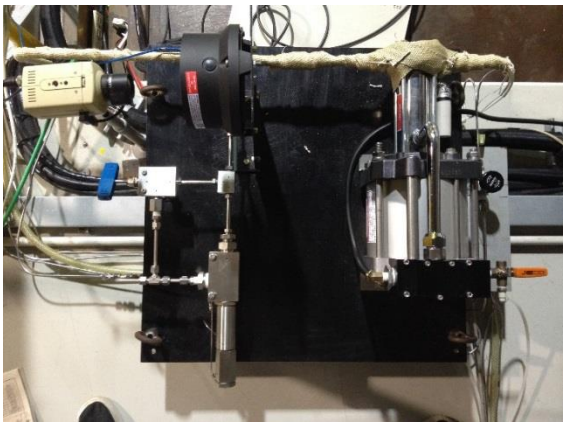


図 2.13(b) ガスブースター周辺

2.1.5 電子制御燃料噴射システム（EFI: Electronically controlled Fuel Injection）

電子制御燃料噴射システムは自動車用ディーゼルエンジンに対して，1990 年代後半から導入されてきたが，船舶ディーゼルエンジンに関しては高い信頼性から長らく従来のカム式の燃料噴射システムが用いられてきた．しかし，燃料噴射のパラメータ選定において高い自由度を有し，舶用ディーゼルエンジンにおいても難燃焼性燃料油特有の着火遅れや後燃えに対して有効であると考えられるようになり，2000 年に入って以降徐々に導入されている．本研究においても，この電子制御燃料噴射システムを採用する． 図 2.14(a)に従来のカム式噴射システムを， 図 2.14(b)に電子制御噴射システムの概要を示す．

また，本研究で用いた電子制御システムは増圧ピストン方式と呼ばれるもので電子制御の油圧装置によりボッシュ式ポンプを作動させるものである．油圧ポンプで高圧(～35MPa)に保たれた作動油を駆動力に用いて，信号により電磁弁を制御して増圧ピストンを作動させプランジャを突き上げる．作動油を用いるため，機関回転数，負荷変動に左右されず，作動油圧や信号のタイミング・長さにより噴射圧力，噴射タイミング，噴射期間，噴射量，噴射回数を自由に制御することができる．

図 2.14(a) カム式燃料噴射

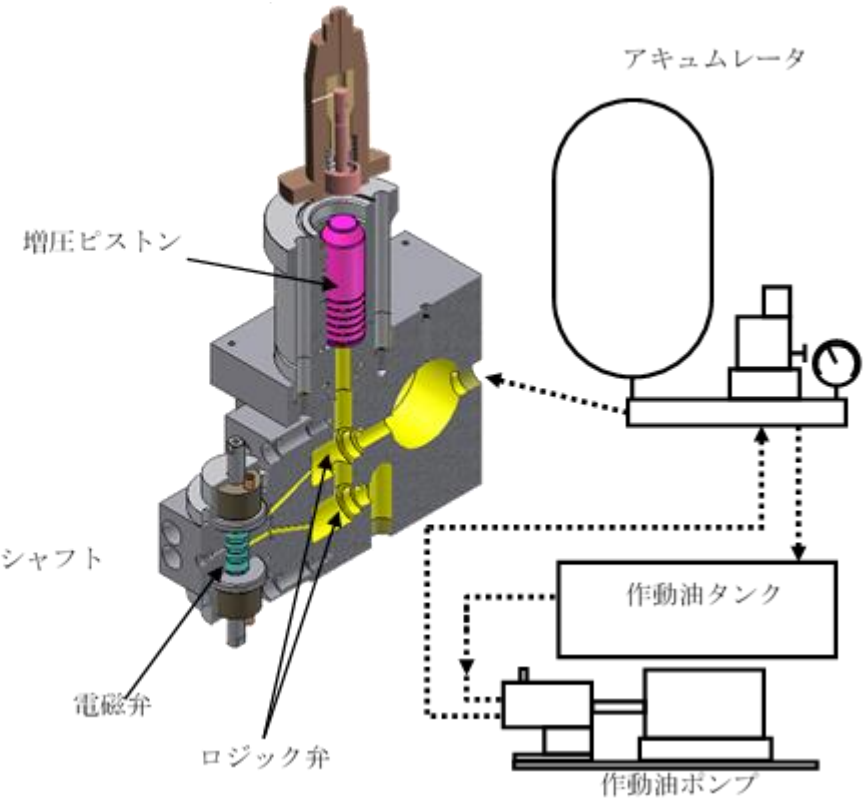
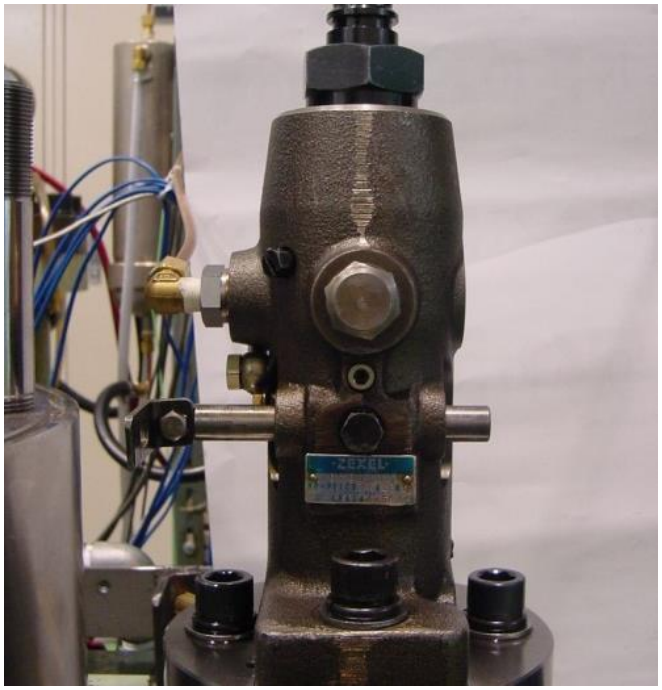


図 2.14(b) EFI の概要

2.1.6 電子制御式油圧駆動装置

本実験機関の電子制御式燃料噴射システムの基本原理は BOSCH 製の噴射ポンプを電子制御式の油圧システムにより駆動することである. このシステムは制御部, スプール弁部, ロジック弁部, 噴射系部の 4 つから構成されている. 図 2.15 に BOSCH 製噴射装置を示す.

作動原理として, スプール弁の両側での接極子はコイルによって囲まれており, それらは制御信号による電磁気的な力によって作動する. 油圧回路はアキュムレータと作動油ポンプにより, 約 35MPa まで油圧を蓄積することができる. 作動油が増圧ピストンを押し上げると, 増圧ピストンに連結しているプランジャが燃料を加圧し, 燃料を介して針弁タンクに瞬間的に圧力がかかるため, 噴射の応答性に優れている. また, 噴射圧力はプランジャと増圧ピストンの面積比, 作動油圧により決まるため, 高い噴射圧力が可能となる.



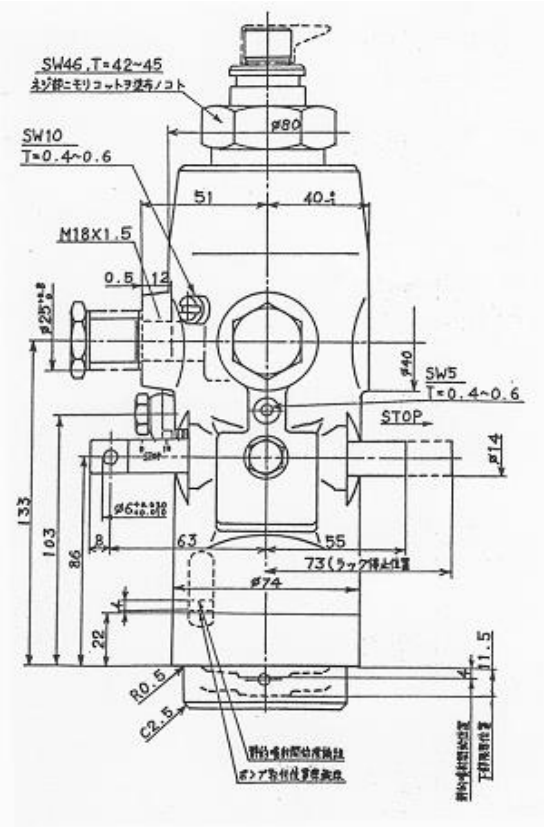


図 2.15 BOSCH 製噴射装置

また, ここで図 2.16 を用いて油圧回路の作動原理を説明する. 図 2.16(a) 噴射停止時では, ロジック弁 A 内に背圧としてかかる作動油圧とバネ力との合力がプランジャ入口側の作動油圧より大きくなっている. そのためロジック弁 A は開いていない状態である図 2.16(b) 噴射時では, スプール弁が右に移動したことでロジック弁 A 内に背圧をかけていた作動油が逃げ側の通路から抜けていくため, 蓄圧されている作動油

圧がバネ力より大きくなり，ロジック弁 A が開き，かつバネ力と作動油圧がロジック弁 B にかかるためロジック弁 B は閉じ，増圧ピストンは右に動く． 図 2.16(c) 噴射終了時では，スプール弁が左に移動したことでロジック弁 B にかかっていた作動油が逃げ側の通路から抜けていき，管内の作動油圧がバネ力より大きくなるためロジック弁 B は開き，かつバネと作動油がロジック弁 A にかかるため，ロジック弁 A は閉じ増圧ピストンは左に動く．その後，再び(a)の状態に戻るため，燃料の噴射は噴射圧の変動なしに止めることが可能となる．

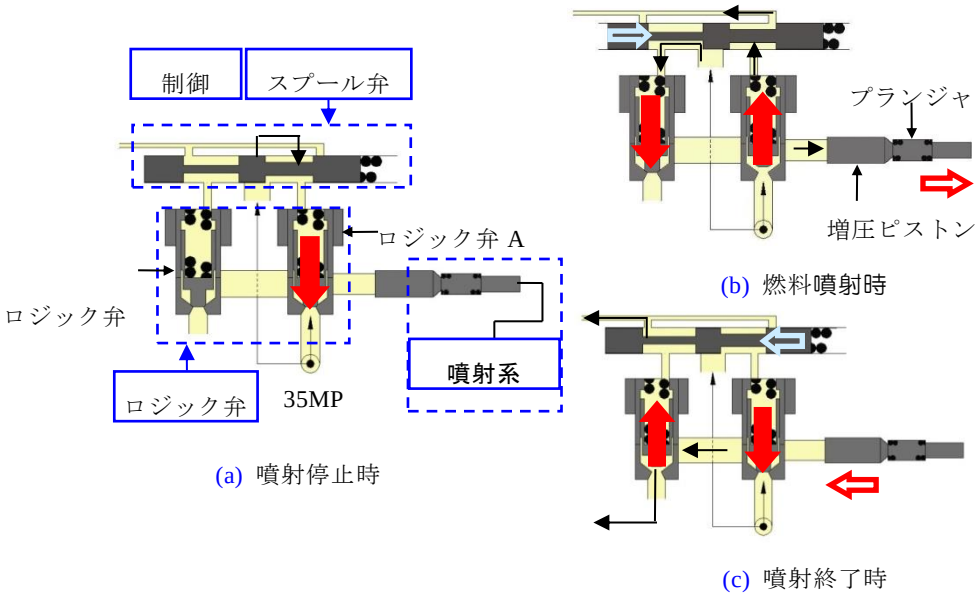


図 2.16 電子制御式燃料噴射システムの作動原理

2.1.7 高圧回流風洞概要

図 2.17, 図 2.18 に第 4 章での研究の対象となる高圧回流風洞の概要を示す. 高圧回流風洞は 300A～350A の管路, および上部の噴霧観察用矩形路で構成される. 図 2.19 (a), (b)に示す外部設置の高圧・低圧コンプレッサーからの圧縮空気を風洞上部の吸入弁から充填することで加圧し, 各管路継目と開口部を O リングまたは機械シールで密封することで, 最高管内圧力 1.1 MPa(耐圧 2.1 MPa)の加圧が可能な閉空間となっている. 風洞下部には軸流ファン(直径 296 mm, 最高回転数 3600 rpm)を内蔵し, ファンベルトを介して駆動用モータにより回転させることで風洞内に循環流を発生させる. 駆動用モータの回転数を制御することで流速を変更し, 気流は観察部入口側の曲管路内部の曲率に沿った案内板によって整流する.

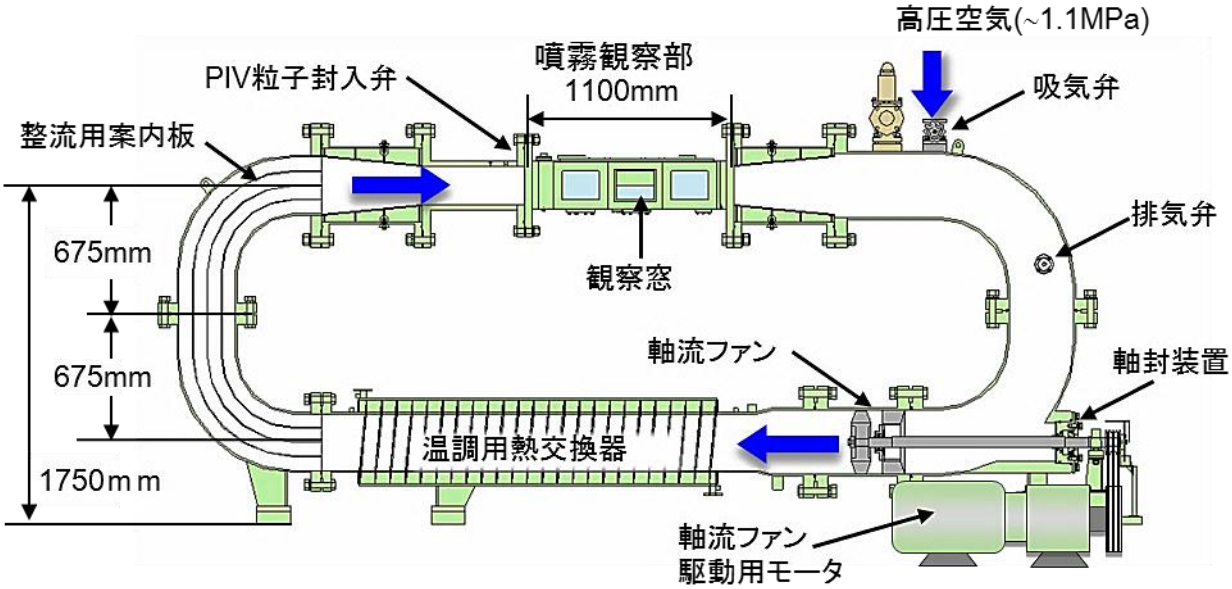


図 2.17 高圧回流風洞概要(側方図)

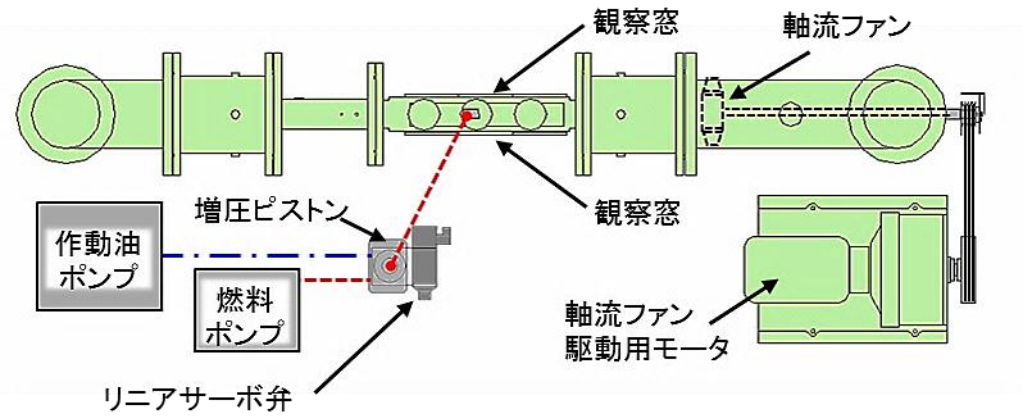


図 2.18 高圧回流風洞概要(上方図)

上部の噴霧観察部は噴霧計測用に矩形断面（200 mm×100 mm）とされ，その内部に，後述するアクリル製縮流ダクトおよび矩形ダクトを設置して流路断面を絞ることにより気流の増速を図り，この流路において燃料を噴射する．

2.1.7.1 軸流ファン・駆動モータ

循環流は図 2.17 に示すように風洞下部に内蔵する軸流ファンを図 2.20 に示す軸流ファン駆動用モータによって回転させることで発生させる．駆動用モータとして無段階変速機が三相モータに直結されるバイエル無段変速機(住友重機械工業株式会社)を用い，ファンベルトを介して軸流ファンシャフトと接続する．変速時には変速機操作ハンドルを補助モータおよびその制御装置で遠隔制御し，1000rpm～3600rpm まで回転数を変更する．軸流ファンシャフトの風洞外への接続部には機械シールを用いて密閉する．図 2.21 に軸流ファン動翼を示す．

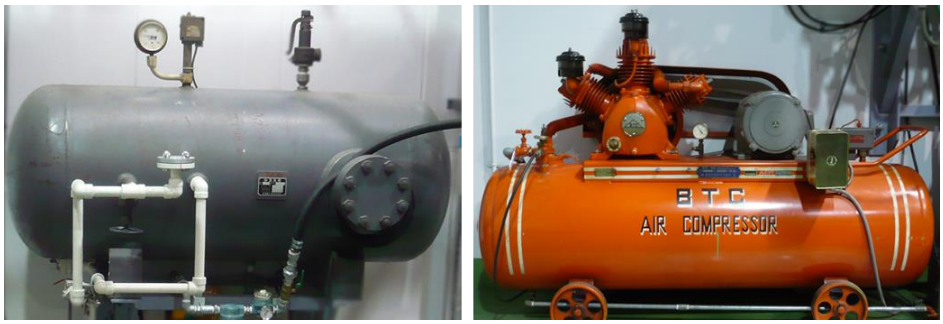


図 2.19 (a)：高圧コンプレッサー(5MPa)，(b)：低圧コンプレッサー(1.0MPa)

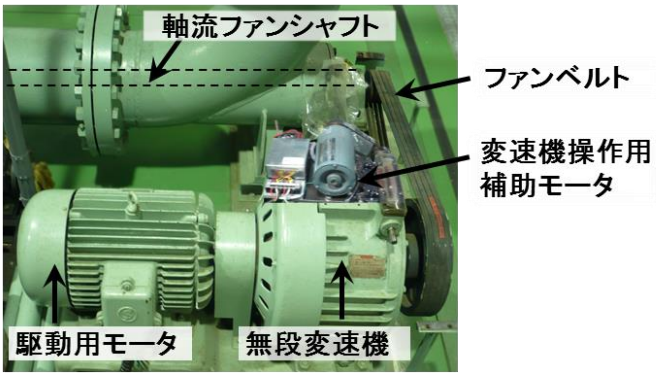


図 2.20 軸流ファン駆動用モータ・変速機

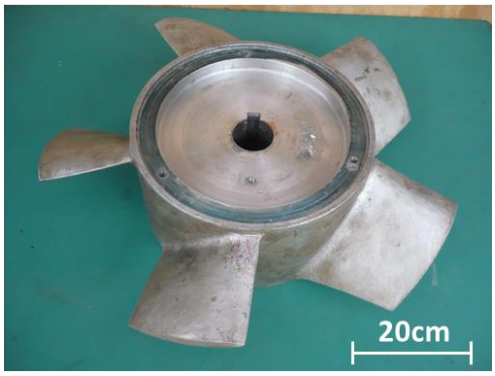


図 2.21 軸流ファン動翼

2.1.7.2 噴霧観察部概要

図 2.22, 図 2.23 に風洞上部に設計した噴霧観察用の矩形流路(200mm×100mm)の概要を示す. 噴霧観察部の両側面には内部観察用に 3 か所ずつ窓を設置した.

図 2.22 に示すように矩形流路内の上流部には縮流ダクトを設置し, その下流部に, 気流に垂直な断面が 50 mm × 50 mm, 気流方向の可視化視野長が 180 mm の矩形ダクトを 3 個接続した. 噴霧計測に使用する窓および矩形ダクトは石英製とすることで鮮明な可視化を可能とした. 縮流ダクトには図 2.24 に示すような短形ダクトを設置することで, 下流部の矩形ダクト内の気流速度および乱流強度を変化させる. 短形ダクトは流入口(180mm×50mm), 流出口(50mm×50mm)の面積比が約 4:1, 全長が 250mm の形状を有する. 本研究では, 側方噴射の大型舶用機関で利用されるスワールに順方向に噴射された噴霧の伝ぱ過程を想定するため, 観察部矩形ダクトにおける気流速度は 30 m/s 程度に留め, これらの流れ場中に, 図 3-7 のように管路上蓋から矩形ダクト断面中央に挿入した単孔ノズルから, 気流に対して平行に軽油を噴射した. 燃料液滴と気流との相対速度を大きくするため, 噴射ノズルを図 2.23 の A にように気流に対して順方向に噴射するだけでなく, B のように逆方向に向けて噴射した場合の観察が可能となるように, 噴射ノズル設定箇所を設置した.

(3) 燃料噴射ノズル

図 2.25 に燃料噴射ノズルの概要を示す. 大型舶用機関では, 燃料の潤滑性や噴射量を考慮して小型高速機関よりも低い噴射圧(80MPa 程度)で, Φ1.0mm～2.0mm の大噴孔径を 4 孔程度持つノズルを用いた噴射が一般的であるが, 高圧回流風洞では噴霧到達距離を抑制するため, 噴射圧として 60MPa を標準とし, 噴孔径はΦ0.23mm, Φ0.27mm と実機よりも小さい噴孔とし, 図のように単孔ノズルを使用することで観察を簡単にした. ノズル噴孔位置は噴霧の円錐状の拡散を考慮して, 噴孔がダクト中央になるよう設定した. 噴孔長さ(L)と噴孔径(D)の比(L/D)は噴霧円錐角に影響するとされるため[10], 表 3-1 に示すように噴孔長さを噴孔径に応じで変更することですることで L/D を一定とさせた.

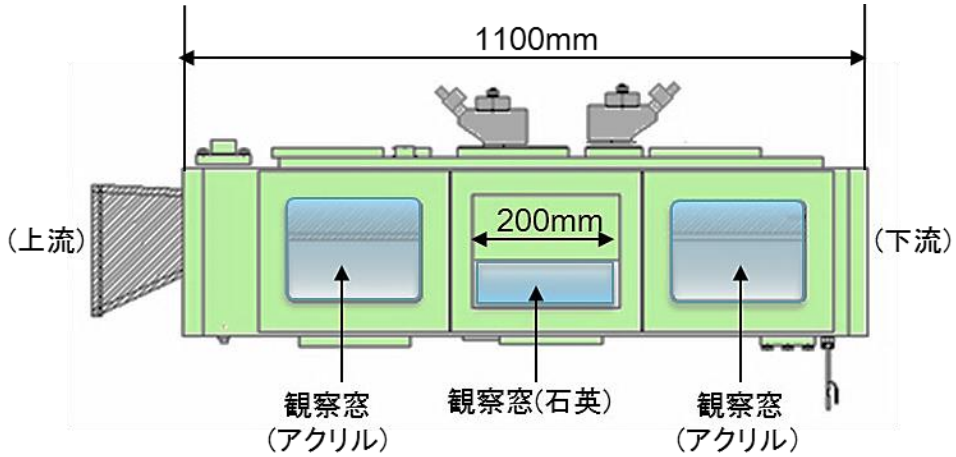


図 2.22 噴霧観察部概要

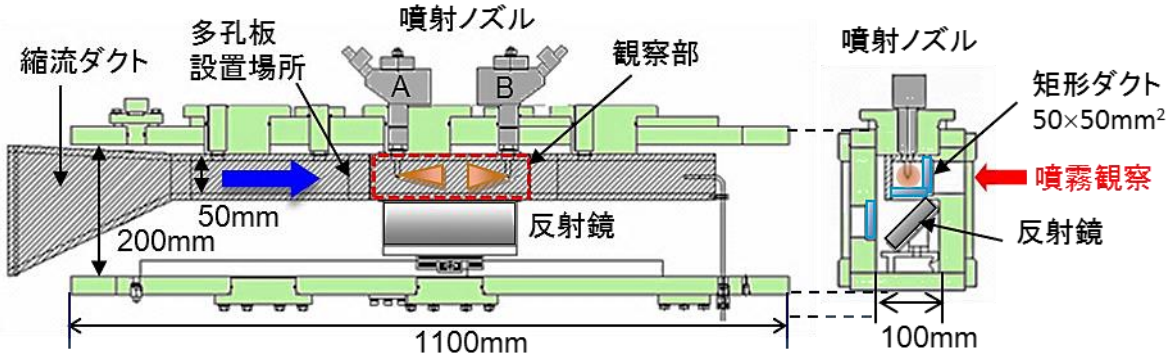


図 2.23 噴霧観察部断面図

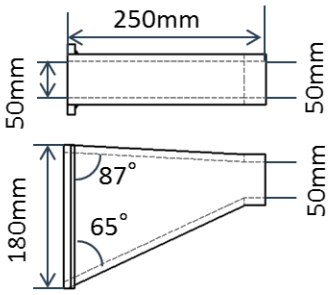


図 2.24 縮流ダクト

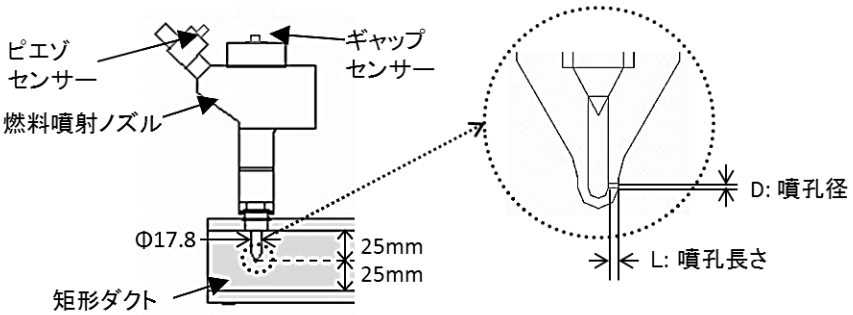


図 2.25 燃料噴射ノズル概要

表 2.2 ノズルチップ設定

D(mm)	L(mm)	L/D
0.23	1.15	5
0.27	1.35	

2.1.8 制御システム及び計測システム

実験は図 2.26 に示す制御・計測用電子制御ユニットである AD5435 によって実験開始から終了まで自動的に制御される．AS5435 は A&D 有限会社によって制作され，様々な用途に対応可能な高性能電子制御ユニットであり，MathWorks の製品である Real-Time Workshop によって生成される実行可能な C 言語コードによって動作する．実行プログラムは MATLAB/Simulink で作成されたモデルに基づき，Virtual Console GUI によって制御用 PC から制御可能となっている．実験開始時に制御用 PC と AD5435 とを接続するソフトウェアが起動し，実行可能コードと設定パラメータが AD5435 に転送される．それによって AD5435 が実験終了まで RCEM 及び周辺計測装置の制御・計測を行う．

図 2.26　AD5435

図 2.27 に RCEM の計測システム及びデータフロー概略図，図 2.28 に高圧風洞回流の計測システムを示す．前述の通り AD5435 が起動すると画像データ以外の全てのデータが一度 AD5435 に集約され，制御用コンピューターへと転送される．実験が開始すると AD5435 は前述のインバーターに信号を送り，駆動用モーターを回転させる．モーターが回転し，RCEM が駆動し始めると RCEM のクランクに設置されているロータリーエンコーダーからクランク角 0．1deg ごとに AD5435 へとクランク角のデータが送られる．これによって AD5435 はクランク角ごとにアンプによって増幅された各種センサーからの情報を記録し，同時に給気弁を動かすサーボやガス給気弁・パイロット噴射弁を駆動する油圧系統等へと規定の時期に命令を送る．実験終了後に AD5435 によって記録されたデータがエクセルファイルとして制御用 PC へと転送される．

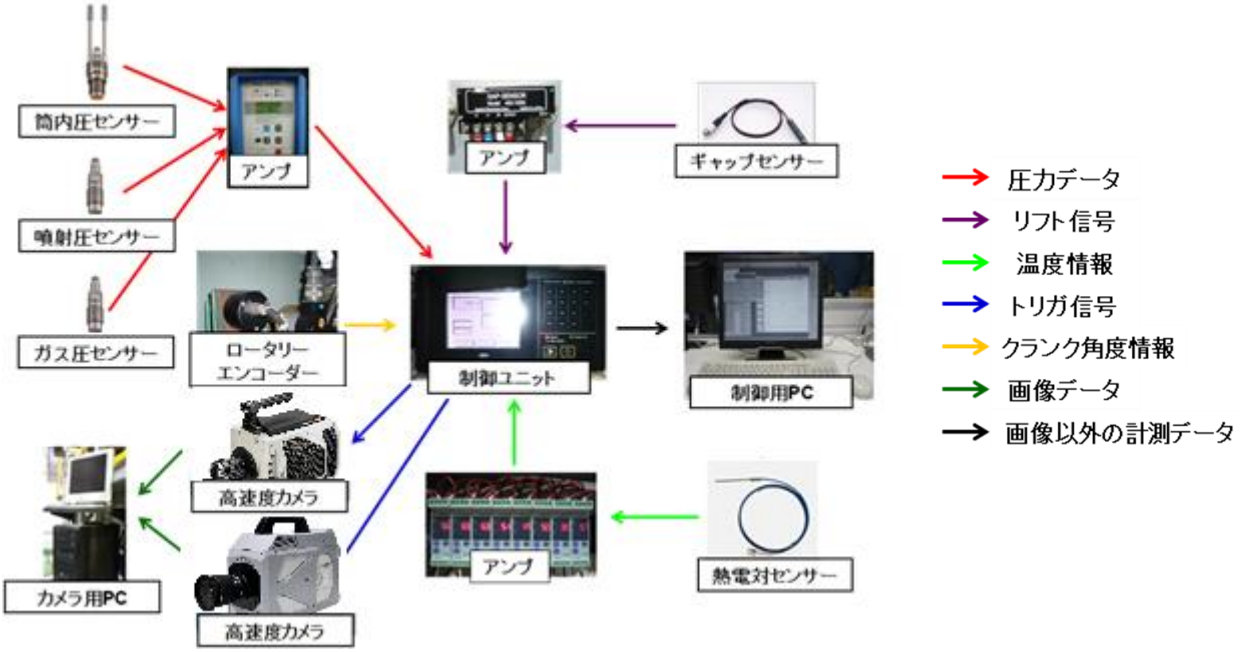


図 2.27　RCEM 計測システム及びデータフロー概略図

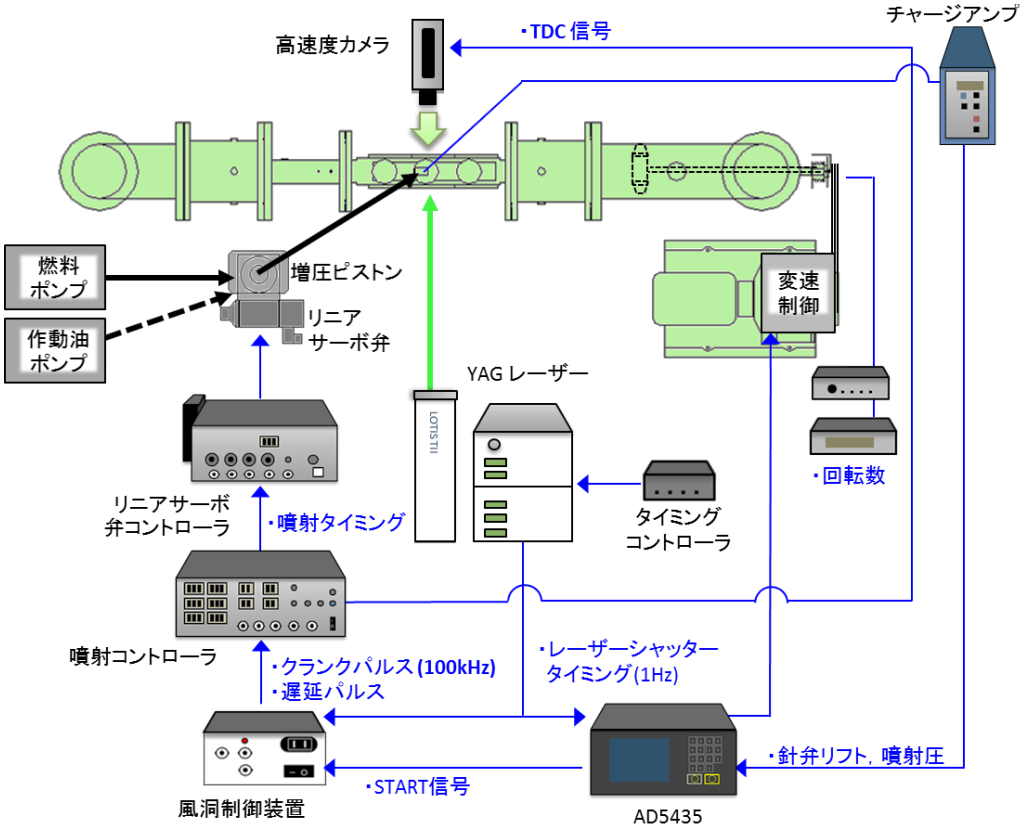


図 2.28　高圧風洞回流計測システム

2.1.9 圧力センサー及びギャップセンサー

パイロット噴射圧・ガス噴射圧及び筒内圧力センサーの画像と詳細についてそれぞれ図 2.20, 表 2.3 及び図 2.30, 表 2.4 に記載する. これらのセンサーは圧力が加わると圧力に比例した表面電荷が生じる圧電効果を利用して圧力を測定するピエゾ式センサーである. 圧力が測定部位に掛かると内蔵されている圧電素子が変形し電荷を生じ, その電荷による電圧をアンプで増大することで圧力の増減を測定する. 一般的にピエゾ式センサーは高速で変動する圧力に追随可能であるが, 制止した状態での長時間の測定は素子に電荷が溜まるドリフト現象を起こしてしまうため不可能である.

図 2.29 クオーツ高圧センサー

表 2.3 クオーツ高圧センサー詳細

計測範囲 [bar]	0...5000
過荷重限界 [bar]	6000
感度 [pC/bar]	-2.5
固有振動数 [kHz]	>200
非直線性 [%FSO]	<±1
仕様温度範囲 [°C]	-50...200
加速応答性 [bar/g]	<0.004
ネジ山	M10x1
冷却方法	冷却無し
センサー部直径[mm]	8.5
長さ [mm]	16.7
接続部	KIAG 10-32 neg.
PiezoSmart (TEDS)	no

図 2.30 水冷式 ThermoCOMP センサー

表 2.4 水冷式 ThermoCOMP センサー詳細

計測範囲 [bar]	0...250
感度 [pC/bar]	≈25
固有振動数 [kHz]	≈90
非直線性 [%FSO]	<±0.5
仕様温度範囲 [°C]	-50...350
冷却時反応性誤差 [%]	<±0.5
非冷却時反応性誤差 [%]	<±2
熱衝撃誤差 ΔP (短時間) [bar]	<±0.2
熱衝撃誤差 ΔPmi [%]	<±1
最大熱衝撃誤差 ΔP [%]	<±1
ネジ山	M10x1
冷却方法	水冷
直径 [mm]	13.5
長さ [mm]	10
ケーブル長	1 m
接続部	M4x0,35 neg.
PiezoSmart (TEDS)	no

図 2.31 と表 2.5 に給気弁リフトやパイロット噴射弁リフト，ガス噴射弁リフトの測定に使用したギャップセンサーの画像と詳細を示す．ギャップセンサーは一般的に「渦電流式変位センサー」と呼ばれるもので，センサーヘッド内部のコイルに高周波電流を流すことで高周波磁界を発生させ，この磁界内に測定対象物となる電導体あるいは磁性体が近づいた時に測定対象物の表面に発生する渦電流によって誘起されるセンサーコイルのインピーダンスの変化を利用して変位対電圧の関係を測定している．

図 2.31 ギャップセンサー

表 2.5 ギャップセンサー詳細

測定範囲(鉄対象)	0～2mm (α0:0.05mm)
出力	±5V (0.2mm/V)
解像度	0.3μm
非直線性	±0.5%/FS (0.2～1.8mm) 3% (other range)
仕様温度範囲	-20℃～+180℃
温度特性	±0.8μm/℃ (-20℃～80℃) ±1μm/℃(+80℃～+180℃)

2.2 光学系装置

本研究では，高速度カメラを用いてシャドウグラフ法によりガス噴流及びディーゼル噴霧の様子を撮影した．また PIV 法を用いて高速圧縮膨張装置 RCEM の燃焼室内の流動解析を行った．本章ではそれぞれの原理及び本研究で用いた光学系実験装置の説明をする．

2.2.1 シャドウグラフ法

2.2.1.1 屈折の原理[3]

屈折率とは真空中の光の速度に対して物質中を進む光の速度の割合を示す値であり，(2.1)の式で定義される．

$$n = \frac{c_0}{c} \tag{2.1}$$

n は屈折率，c_0 は真空中の光速($c_0 \cong 3 \times 10^8$m/s)，　c は透明物質中の光速を表す．屈折率と物質の密度の関係は物質の密度をρとして次の Lorentz-Lorenz の式によって表される．

$$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{{n_0}^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{{n_0}^2 - 1}{{n_0}^2 + 2} = const. \tag{2.2}$$

透過率 n がほぼ 1 に近い気体では,Lorentz-Lorenz の式は簡略化することができ，これを Gladstone-Dale 則と呼ぶ．

$$\frac{n-1}{\rho} = \frac{n_0 - 1}{\rho_0} = const. = K \tag{2.3}$$

$$\mathrm{K} = \text{Gladstone Dale Constant}$$

式(2.2)と式(2.3)による密度と屈折率の関連性から，密度や密度が直接関連する関数は透過率を用いて表すことが可能である．例えば，気体の密度は気体の温度と圧力に関する関数で書き表せる．そのため，圧力と温度は光学的手法による密度測定で決定づけることができ，またその逆も可能である．光線は均一な媒体中では曲がることなく真っ直ぐ進む．しかしながら，光線が密度の異なる媒体から媒体へと通過する際，その媒体における光線の速度は式(2.1)の通り屈折率によって決定される．フェルマーの定理より，光線は二点を通過する時間が極小になる．図 2.32 に光線が 2 種類の異なる密度の媒体を通過する際の経路の 1 例を示す．2 種類の媒体で密度が異なることから媒体中の光速も $V_1 > V_2$ と異なる．この場合，点 A から点 B まで到達するための光学的な最短距離は，媒体 1 では光が速く進むことから幾何学的最短距

離とは一致しない.

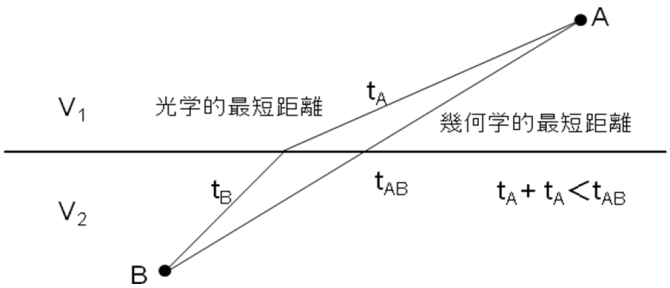


図 2.32　光学的最短距離と幾何学的最短距離

さらに図 2.33 の様に屈折率が不均一な媒体を光が通過する場合について考える.

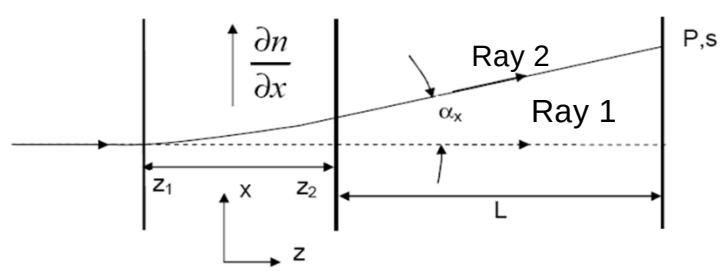


図 2.33　不均一な媒体中の光路

屈折率が不均一な媒体 *dzdx* に垂直に入り込む平行光について考えると, フェルマーの定理から簡略化された 2 つの方程式が得られる.

$$\frac{d^2x}{dz^2} = \frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial x} \tag{2.4}$$

$$\frac{d^2y}{dz^2} = \frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial y} \tag{2.5}$$

微小期間 *dt* において均一・不均一な媒体中を進んだ場合の光線が進んだ距離は図 2.23 から次のようにそれぞれ Ray 1 と Ray2 として求められる.

Ray 1:

$$\mathrm{dz} = \mathrm{c(x)dt} = \frac{c_0}{n}dt \tag{2.6}$$

Ray 2:

$$dz' = c(x+dx)dt = \frac{c_0}{(n+\frac{\partial n}{\partial x}dx)}dt \cong \frac{c_0}{n}\left[1 - \frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial x}dx\right] \tag{2.7}$$

密度の不均一によって媒体中の光線が曲がり, その結果光線の曲がった角度 *α*は次のように求められ

る.

$$tan(d\alpha_x) = \frac{dz - dz'}{dx} = \frac{c_0}{n^2}\frac{\partial n}{\partial x}dt = \frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial x}dz \tag{2.8}$$

また，微小な角度において$tan(d\alpha_x) \cong d\alpha_x$であることから

$$d\alpha_x = \frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial x}dz \tag{2.9}$$

この結果は式(3.4)と式(3.5)の簡略化されたフェルマーの定理を積分することで得ることも可能である.

$$\alpha_x = \frac{dx}{dz}\bigg|_{z_1}^{z_2} = \int_{z_1}^{z_2}\frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial x}dz \tag{2.10}$$

$$\alpha_x = \frac{dy}{dz}\bigg|_{z_1}^{z_2} = \int_{z_1}^{z_2}\frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial y}dz \tag{2.11}$$

光線の x 軸方向,y 軸方向へのずれは式(3.10),式(3.11)から次のように表せる.

$$\overline{P_xP_x{}'} = \mathrm{L}\frac{dx}{dz}\bigg|_{z_1}^{z_2} = L\int_{z_1}^{z_2}\frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial x}dz \tag{2.12}$$

$$\overline{P_yP_y{}'} = \mathrm{L}\frac{dy}{dz}\bigg|_{z_1}^{z_2} = L\int_{z_1}^{z_2}\frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial y}dz \tag{2.13}$$

2.2.1.2 シャドウグラフ法の原理[4]

本研究で行った実験では，シャドウグラフ法によって撮影した画像から，火炎の到達距離や壁面への干渉などを判断している．シャドウグラフ法は 1880 年にドヴォラクによって発見された気体，あるいは液体の密度変化によって発生する光の影を直接フィルムやスクリーン上に投影して観察する手法の事で，直接投影法とも呼ばれる．原理及び装置は簡単なことから古くから衝撃波，波動現象や温度場の可視化に用いられてきた.

図 2.34 を用いて原理について簡単に説明する．図 2.34 の a)，b)のように屈折率が不均一な媒体中を平行光が通過する際，密度変化が大きい部位では光線が図 2.34 の c)のように屈折され，媒体通過後の像は図 2.24 の d)のように濃淡を生じる．本研究ではこの原理を用いて予混合ガスの火炎伝播の挙動を調べ，考察を行った.

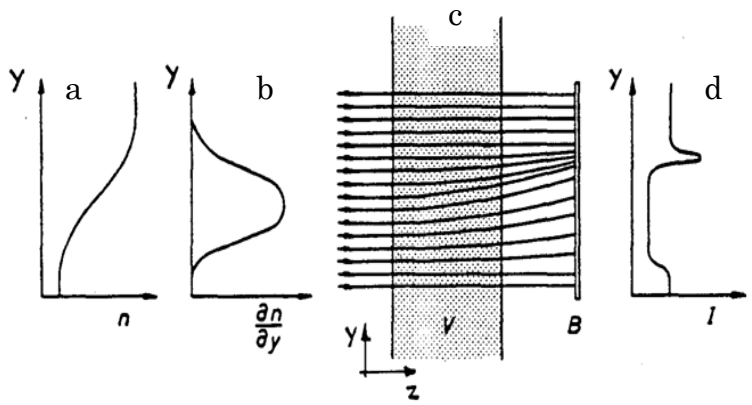


図 2.34 密度変化のある媒体中における光路の変化及び生じる像

シャドウグラフ法の概略図を図 2.24 に示す．点光源から放出された光がレンズ，あるいはそれに準ずるものによって平行光となり，計測領域を通過した後凸レンズによって絞られ集束レンズを通してスクリーンに照射される．

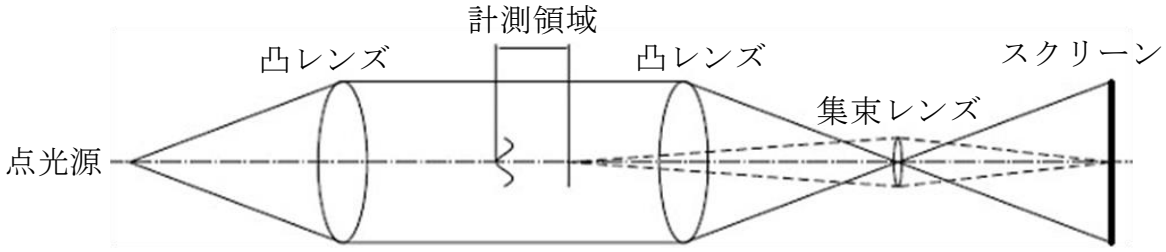


図 2.34 シャドウグラフ概略図

シャドウグラフ法を行うための光学系の配置図を図 2.35 に示す．入射光の軌跡は図中の山吹色の矢印で，反射光の軌跡は青色の矢印で模式的に示されている．本実験においてシャドウグラフ撮影のために用いた光学系は単一凹面鏡によるシステムであり，主にレーザーシステム（Millenia Pro），凹レンズ，ハーフミラー，平面鏡，鏡面ピストン，高速度カメラから成る．レーザーシステムから放出された単調波レーザー光は凹レンズによって一度広がり，ハーフミラーを通過した後に平面鏡，凹面鏡を経て平行光となる．その後シリンダーヘッド上部にある平面鏡によって燃焼室へと曲げられた平行光は観察対象領域である燃焼室全体を通過下の地に鏡面ピストンによって反射され，同一光路を通り再びハーフミラーにまで到達する．ハーフミラーによって反射されたレーザー光は高速度カメラに集束し，カメラを制御するコンピュータにシャドウグラフ画像として保存される．

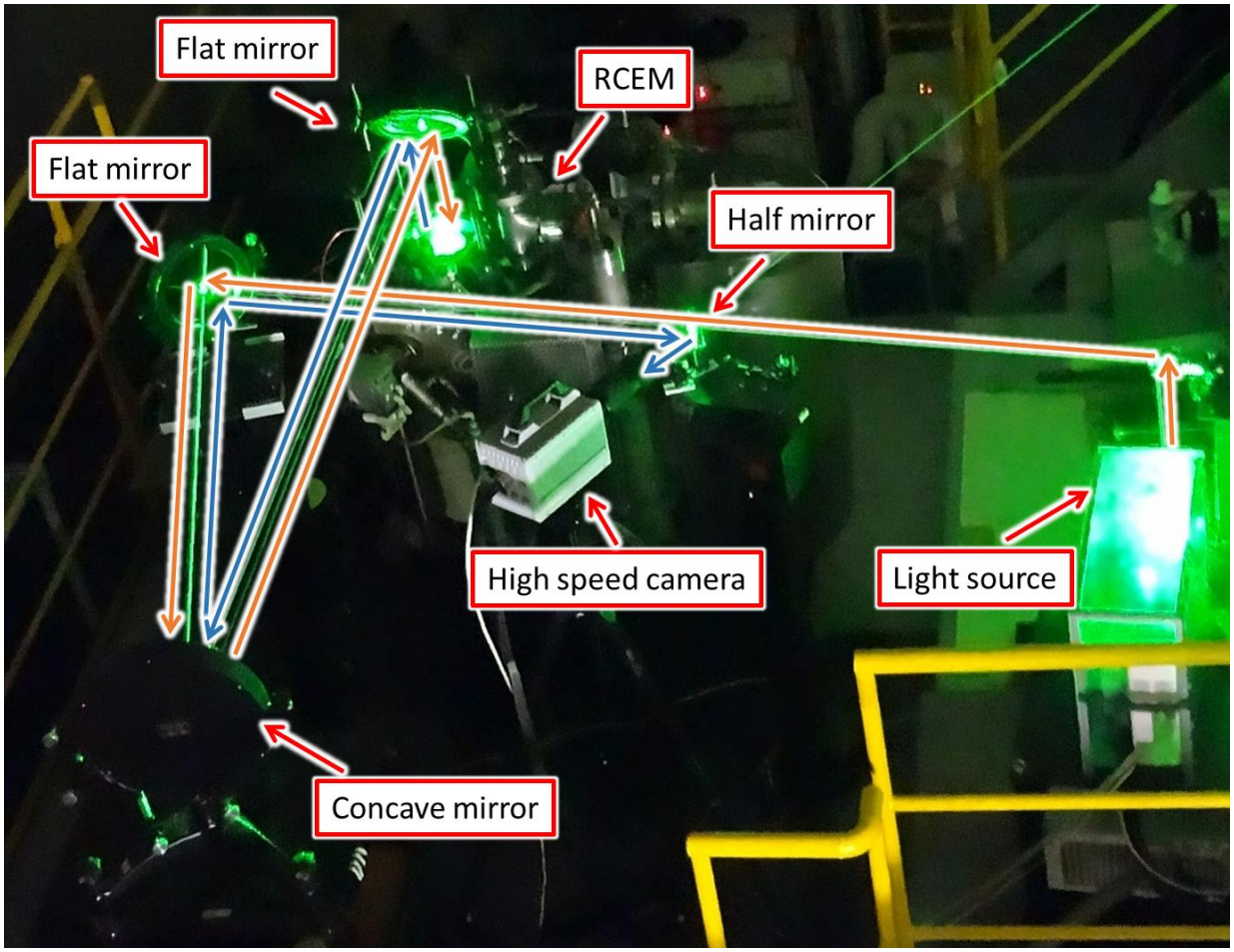


図 2.35 光学系概観図

2.2.2 PIV 法[5]

PIV (Particle Image Velocity)は粒子画像流速測定法とも呼ばれ，流れに多数の粒子を注入して流れを可視化し，粒子の運動が局所の流体運動と同一であることを仮定して流体速度を計測する手法である．主にシート光を発生させるレーザー光源，高性能カメラ，トレーサ粒子，画像処理を行う計算機によって構成されており，近年の映像機器の高速，高画質化，計算機の高速・高性能化によってその精度や処理速度は飛躍的に進化している．図 2.36 に風洞や回流水路における PIV 画像記録のための代表的な配置を示す．PIV では流れに微細なトレーサ粒子が加えられ，流れの断面がシート光により 2 回照射される．トレーサ粒子は 2 回の照射時間に局所流速に従って移動すると仮定される．トレーサ粒子からの散乱光はレンズを介して単一写真ネガ，あるいはデジタルビデオカメラなどの CCD センサにより 2 つの別々のフレームに記録される．写真記録による PIV 画像は現像後にスキャナーによってデジタル化され，CCD センサの出力は計算機のメモリに実時間で直接蓄えられる．

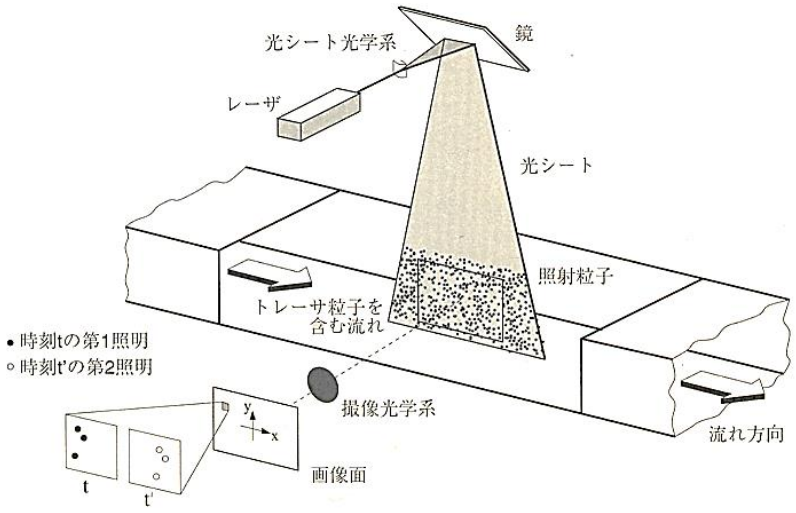


図 2.36　風洞における PIV の実験配置[6]

数値化された PIV 画像は，処理のため“検査領域“と呼ばれる小さな領域に分割される．第 1 と第 2 の照明によるトレーサ粒子像の局所変位ベクトルは，各検査領域について系統的な方法（自己相関と相互相関）により求められる．検査領域内の全ての粒子は，2 回の照明の間一様に動くものと仮定される．局所流速ベクトルの光シート面内成分，すなわち 2 成分速度ベクトルが 2 照明間の時間差と画像の倍率を考慮して求められる．このプロセスが PIV 画像の全ての検査領域について繰り返される．

2.2.2.1 光散乱

PIV 法ではトレーサ粒子の光散乱を撮影している．レーザーの入射光の波長よりも大きな径の球状粒子についてはミーの散乱理論が適応される．本研究で用いたレーザーの波長は 532nm，トレーサ粒子の径は 1.4 μm 程度であるため，ミーの散乱理論が適応される．図 2.37 に空気中のオイル粒子の，波長 532nm に対するミー理論に基づく散乱光角度分布の，粒子径による変化が示されている．

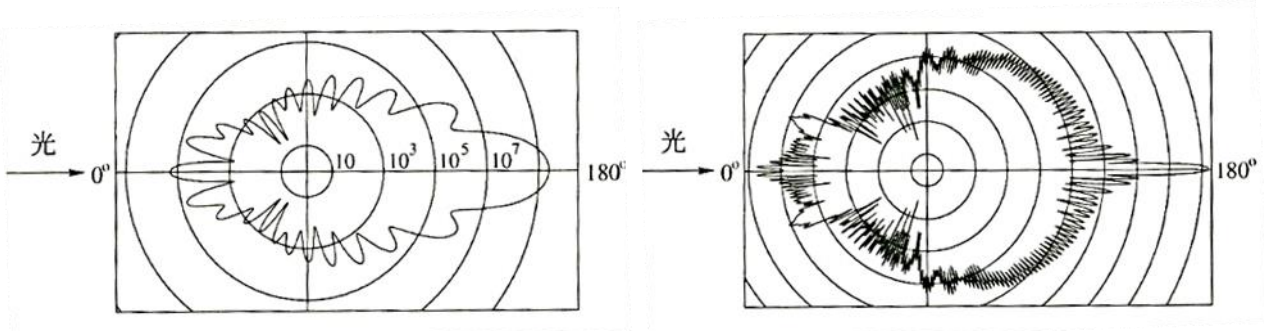


図 2.37　空気中の光散乱（左）1μm オイル粒子，（右）10μm オイル粒子

ミー散乱は以下に定義される粒径パラメータ q によって特徴づけられる:

$$\mathrm{q} = \frac{\pi d_p}{\lambda} \tag{2.14}$$

ただし，d_pは粒子径，λは波長である．q が 1 より大きいとき，およそ q に比例して，0°から 180°にわたる角度分布で複数の極大点が現れる．前方散乱の方が画像記録には有利であるが，領域の奥行方向の制限から 90°が最も多く用いられる．図 2.27 に示すように粒径パラメータ q の増加と共に散乱強度も大きくなり，大きな粒子は散乱効率を増加させ，また粒子数密度も同様に散乱効率を増加させる．しかしこの効果は 2 つの問題によって制限される．第 1 は背景ノイズが著しく増加することである．第 2 は大きな粒子の像は明らかに PIV 処理を支配するため，効果的粒子サイズや，相当する速度遅れについての確実な推定が困難になるからである．以上のように PIV 測定において適切なトレーサ粒子の選定は非常に重要である．

2.2.2.2 トレーサ粒子の追随性

PIV において使用するトレーサ粒子の流れへの追随性は，可視化の精度を左右する重要な因子の一つである．そのため，対象とする流れの速度，流体の種類等を考慮して，トレーサの流れへの追随性を検討しておく必要がある．追随性に影響する因子として，浮力，重力，遠心力及び加速などが挙げられるが，本研究では燃焼室内の混合気流動を測定するため，粒子の流れへの追随性が重要となる．Hjelfelt らは，流体の速度u_fが角周波数ω(=2πf, f：周波数)に対して，

$$u_f = \int_0^\infty (\xi \cos \omega t + \lambda \sin \omega t) d\omega \tag{2.15}$$

と変動するとき，球形粒子の速度u_pを次のように与えている．

$$u_p = \int_0^\infty [\eta\{\xi \cos(\omega t + \beta) + \lambda \sin(\omega t + \beta)] d\omega \tag{2.16}$$

ここでηは流体との振幅比，βは位相遅れであり，それぞれ次のように表せる．

$$\eta = \sqrt{(1 + f_1)^2 + f_2^2} \tag{2.17}$$

$$\beta = \tan^{-1}(\frac{f_2}{1 + f_1}) \tag{2.18}$$

$$f_1 = \frac{\left[1 + \frac{9}{\sqrt{2}\left(s + \frac{1}{2}\right)} N_s\right]\left[\frac{1-s}{s+\frac{1}{2}}\right]}{\frac{81}{(s+\frac{1}{2})^2}[2{N_s}^2 + \frac{N_s}{\sqrt{2}}]^2 + [1 + \frac{9}{\sqrt{2}\left(s+\frac{1}{2}\right)} N_s]^2} \tag{2.19}$$

$$f_2 = \frac{\frac{9(1-s)}{\left(s+\frac{1}{2}\right)^2}\left[2N_s^2 + \frac{N_s}{\sqrt{2}}\right]}{\frac{81}{(s+\frac{1}{2})^2}[2{N_s}^2 + \frac{N_s}{\sqrt{2}}]^2 + \left[1 + \frac{9}{\sqrt{2}\left(s+\frac{1}{2}\right)} N_s\right]^2} \tag{2.20}$$

$$s = \rho_p / \rho_f \tag{2.21}$$

$$N_s = \sqrt{\frac{\nu}{\omega d^2}} \tag{2.22}$$

ここでρ_pはトレーサ密度，ρ_fは流体物質の密度，νは流体の粘度である．本研究で用いたトレーサ粒子の仕様と 1kHz の速度変化に対する流体との振幅比を表 2.6 示す．表 2.6 に示すように空気 20℃における振幅比は 99.9%以上あり，本トレーサによる流動計測は十分可能であると考えられる．

表 2.6　トレーサ粒子の仕様と追随性

トレーサ粒子	ゴッドボール　E-2C （シリカ粒子 ：SiO_2）
粒子径	1.4 μm
比表面積	350-500[m^2/g]
振幅比（流体：空気，20℃）	0.99998

2.2.2.3 PIV 用光学系装置

図 2.38 図 2.39 に RCEM で用いた PIV 用光学装置の外観及び概要を示す．光源には平均出力 100W，波長 532nm のパルスレーザーを用い，出力を 90%とした．粒子画像の撮影には高速度カメラ Phantom v1610 を用い，露光時間 24 μs，1280×320pixel の解像度で撮影を行った．カメラレンズには焦点距離 105mm (NIKON macro 105mm)に加え，倍率 2 倍のテレコンバーターレンズを用い，絞り値を 2.8 とした．光源から出たレーザー光はシリンドリカルレンズによって厚さ 2mm 以下のシート状にされた後，図 2.29 に示す RCEM 側面に設置されたϕ45mm の石英窓を通して，燃焼室内へと照射される．トレーサ粒子はモータリング直前に燃焼室壁面にあるメクラ部から注入し，できるだけ均一に分布するよう配慮した．レーザーの

発振周波数，カメラの撮影速度を共に 40kHz とし「多重フレーム/単一露光 PIV」を行った．

図 2.29 右図に示す黒線で示した領域が可視化可能な領域である．流動解析が行われた領域は横 26mm（y 軸），縦 103mm（x 軸）であり，この領域を解像度 1280×320pixel で撮影したため，0.08mm/pixel の分解能を有している．得られた粒子画像は市販の PIV 解析ソフトウェア（西華産業，KoncertⅡ）により解析された．解析アルゴリズムには相互相関法を用い，検査領域を 16×16pixel とした．

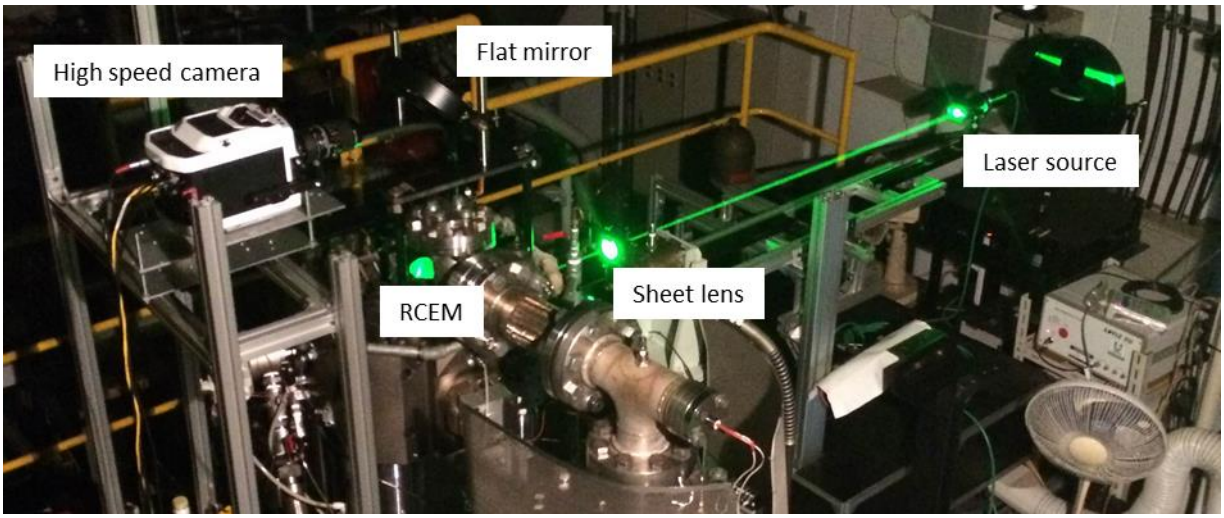


図 2.38 PIV 光学系

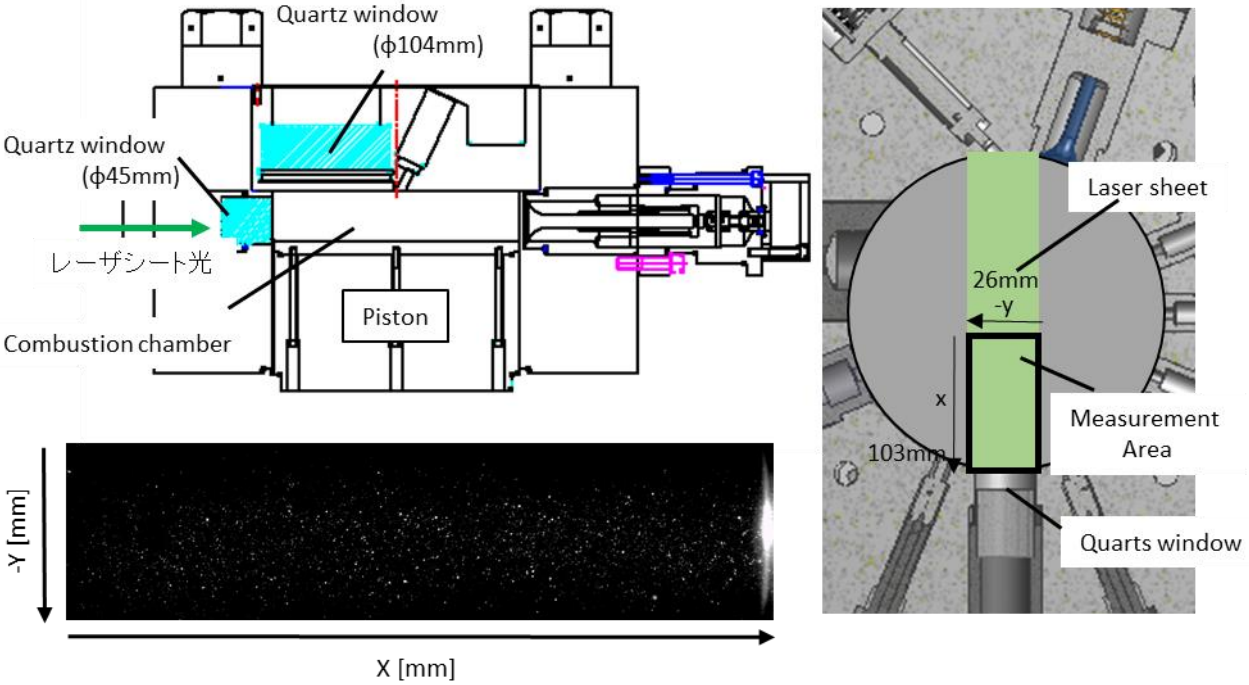


図 2.39 PIV 計測領域

2.2.3 高速度カメラ

図 2.40 と図 2.41 に本実験で使用した高速度カメラの外観，また表 2.7，表 2.8 に仕様を示す．RCEM でのシャドウグラフ法による燃焼画像の撮影にはモノクロである Phantom v1610 を用い，撮影速度 40000fps，解像度 512×512pixe に設定して撮影した．またレンズには焦点距離が 80-200mm の望遠レンズ（NIKON 80-200mm）に加え，倍率が 2 倍のテレコンバーター（TELEPLUS MC4 2×）を使用し，絞り値を 2.8 とした．一方，直接撮影においてはカラーである Photoron FASTCAM SA-Z を使用し撮影速度 20000fps，解像度 1024×1024pixel に設定して撮影した．レンズには焦点距離が 105mm のもの（Micro NIKKOR 105mm）を使用し，絞り値を 2.8 とした．TDC 付近のエンジン回転数がおよそ 300rpm である本実験においてはそれぞれクランクアングルの 0.1deg. に対して Phantom v1610 では 2 枚，Photoron FASTCAM SA-Z では 1 枚の画像の撮影が可能であることを意味する．

図 2.41 Photron FASTCAM SA-Z

表 2.7 Photoron FASTCAM SA-Z 仕様

名称	Photoron FASTCAM SA-Z
撮像素子	1,024×1,024画素 C-MOSイメージセンサー
最高撮影速度	2.100.000fps（分割),20.000fps(1024×1000pix)
最短露光時間	159nsec ※解像度,撮影速度による
ピクセル	20μm（ピッチ）
濃度諧調	モノクロ：AD変換12bit/カラー：AD変換36bit(RGB各12bit)

図 2.42 Phamtom v1610

表 2.8 Phantom v1610 仕様

名称	Phantom v1610
撮像素子	1.024×800画素 C-MOSイメージセンサー
最高撮影速度	1,000.000fps（分割),16.600fps(1024×800pix)
最短露光時間	525nsec ※解像度,撮影速度による
ピクセル	28μm（ピッチ）
濃度諧調	モノクロ：AD変換12bit/カラー：AD変換36bit(RGB各12bit)

2.3 排ガス測定装置

排出ガス中の一酸化窒素 NO，一酸化炭素 CO，炭素水素 HC 濃度を測定するために，以下に示す排気ガス測定装置を使用する． 図 2.42 に排気ガス測定装置の外観，また表 2.9 にそれぞれの排気ガス測定に使用した装置のモデル名を示す．

図 2.42　排気ガス測定装置

表 2.9　排気ガス測定モデル

堀場製作所製　MEXA-7100FS 型自動車排気ガス測定装置

排気ガス	測定装置モデル名
NO	CLA-720MA
CO	AIA-721
HC	FIA-725A

2.3.1 一酸化窒素

本分析計は化学発光にもとづいて，試料ガス中の一酸化窒素(NO)濃度を連続測定する．この化学発光法(CLD 法)は NO に対して極めて感度が良く，また他成分からの干渉影響を受けにくいためエンジン排ガスの NO/NOx 測定法として広く採用されている．

2.3.1.1 化学発光法の原理

NO を含んだ試料ガスとオゾン(O_3)ガスとを反応容器内で混合すると，NO が酸化されて NO_2 に変化する．

$$NO + O_3 \rightarrow NO_2 + O_2 \tag{2.23}$$

このとき，生成する NO_2 の一部は，通常よりエネルギーの高い励起状態にある．

$$NO + O_3 \rightarrow NO_2^* \qquad NO_2^* : \text{励起状態の } NO_2 \text{ 分子} \tag{2.24}$$

この励起状態の NO_2 分子が基底状態にもどる際，励起エネルギー分を光として放出する．

$$NO_2^* \rightarrow NO_2 + h\nu \tag{2.25}$$

この放出される光は化学発光と呼ばれ，発光強度は反応前の NO 分子の量に比例する．すなわち，発光の量を測定することにより，試料中の NO の濃度を測定することができる．

2.3.1.2 CO_2 干渉及び H_2O 干渉に関して

励起された NO_2 分子の中には，発光して基底状態にもどる前に，他の分子と衝突し，発光せずにその励起エネルギーを失うものがある(失活)．この場合も NO_2 は基底状態に戻るが，化学発光は起こらない．

$$NO_2^* + M \rightarrow NO_2 + M \qquad M\ \text{:他の分子} \tag{2.26}$$

エネルギー失活の確率は衝突の相手分子の種類により異なるため，共存するガス成分の種類と濃度によっては，CLD の対 NO 感度に差が生じることがある．通常のエンジン排ガス成分中では CO_2 や H_2O によるエネルギー失活の確率が N_2・O_2 によるものより大きく，試料中の CO_2 および H_2O の濃度変化が NO 感度変化の原因になりやすいことが知られている．この CO_2 干渉及び H_2O 干渉を低減する方法として，反応容器内部を減圧に保つことが一般的に行われるが，本分析計では分析計内部でサンプルガスを希釈することにより，常圧タイプでありながら CO_2 及び H_2O 干渉影響を減圧タイプの分析計とほぼ同等レベルに抑えている．

2.3.1.3 NOx コンバータに関して

試料中に含まれる NO2 は化学発光を起こさないため，CLD では測定できない．そのため次式のように還元剤(NOx コンバータ)を用いて NO に変換してから測定する手法をとっている．

$$NO_2 + C \rightarrow NO + CO \qquad C\ \text{:炭素} \tag{2.27}$$

$$2NO_2 + C \rightarrow 2NO + CO_2 \tag{2.28}$$

2.3.2 炭化水素

FIA-725A では，水素炎イオン化法(FID)を用いて試料中の全炭素水素を測定している．FID 法は水素炎中で HC を燃焼させると炭素数に応じたイオンが生成されることを利用するもので，ほぼすべての HC に感度を持つことから，エンジン排ガスの測定法として広く採用されている．

2.3.2.1 水素炎イオン化法の原理

図 2.43 に FID の構成を示す．バーナノズルには H_2 と空気が供給され，水素炎が作られる．この水素炎をはさむように，直流電圧が印加された電極が設置されている．試料ガスは H_2 と混合されて水素炎に導入され，高温領域で熱かい離してイオンを生成する．反応は次式で表される．

$$CH^{*} + O^{*} \rightarrow CHO^{+} + e^{-} \tag{2.29}$$

$$CH^{*} = CH\ \text{ラジカル} \tag{2.30}$$

$$O^{*} = O\ \text{ラジカル} \tag{2.31}$$

生成するイオンは電極を経て電流として検出される．この方法は炭素数にほぼ比例した検出感度が得られるのが特徴で，炭化水素(THC)の測定に用いられる．ただし，HC 成分同士の分離は出来ない．

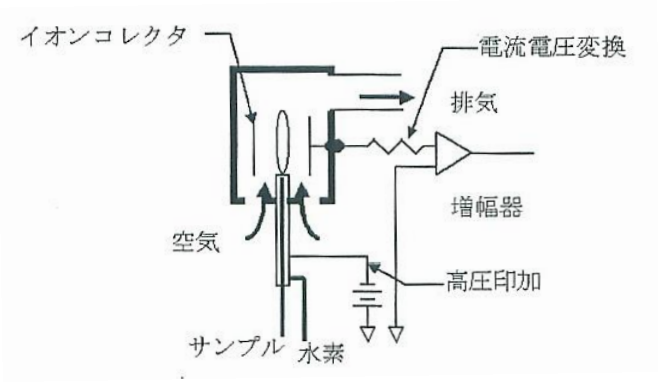


図 2.43 水素炎イオン化法(FID)検出器の構成

2. 3. 3 一酸化炭素

ALA-72 シリーズでは，非分散型赤外吸収法(NDIR)を用いて試料中の CO 濃度を測定している．NDIR 法は，ガス成分がそれぞれ固有の波長領域の赤外光を吸収する性質を利用するもので，エンジン排ガスの CO 測定法として広く採用されている．

2.3.3.1 非分散型赤外吸収法の原理

一般的に赤外吸収強度と試料ガス濃度の関係は次式で表される．

$$\alpha(\lambda) = -\log\left[I(\lambda)/I_0(\lambda)\right] = \varepsilon(\lambda) \times C \times L \qquad (2.32)$$

ここで，λ は波長，$\alpha(\lambda)$は対象ガス成分のλ における吸光度，$I(\lambda)$は透過光量，$I_0(\lambda)$は入射光量，$\varepsilon(\lambda)$は対象ガスのλ におけるモル吸光係数，C は対象成分濃度，L は試料厚さ(試料セル光路長)である． 図 2.34 に CO，CO_2，H_2O の赤外吸収スペクトルの例を示す．

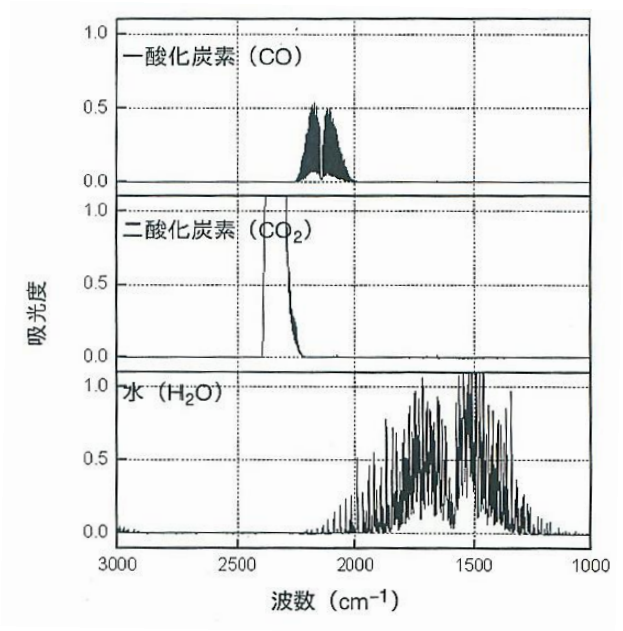


図 2.44 代表的ガス成分の吸収スペクトル

図 2.45 に NDIR の模式的な構成を示す．NDIR は光源・試料セル・検出器及び電気系から構成される．光源から出射される赤外光は試料セルと比較セルと通過する．試料セルにはガスの出入口が設けられ，連続的に測定ガス(試料ガス)が導入される．比較セルには窒素など赤外線を吸収しないガスが封入され

ている．試料セルと通過した赤外光はセル内の試料ガスにより吸収され，光量 I に減衰する．一方で比較セルを通過した赤外光は光量 I_0 のままである．これにより上述した式に示した通り，この I と I_0 から測定ガス濃度を求めることができる．

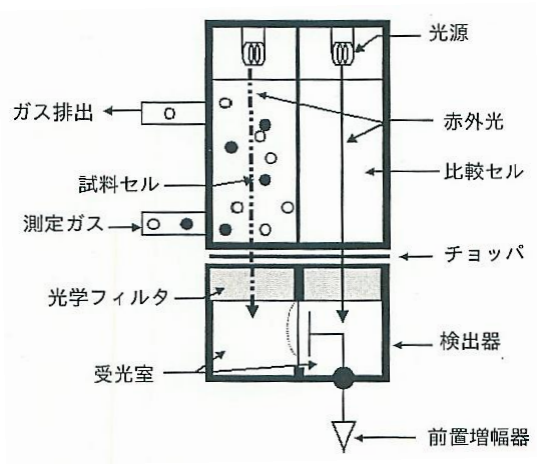


図 2.45　NDIR 法検出器の構成

検出器としては，ガス選択性・感度ともに優れたコンデンサマイクロホン式などが用いられる．この検出器は，二つの受光室床の間を隔てる可動膜で構成されており，それぞれ計測対象となるガス成分が封入されている．受光室に封入されたガスは赤外線を熱として吸収し膨張するが，その程度は受光量により異なる．その結果，両受光室間に差圧が生じ，可動膜の位置が変化する．赤外光はチョッパによって継続的に入射するため，試料セル中に存在する対象ガス成分の濃度変化を可動膜の変位による周期的静電容量変化として検出することができる．

NDIR 分析計は可動部分が少ない，構造が単純で保守性がよい，連続測定が可能，といった優れた特徴を持っている．しかし，同じ波長域に吸収を持つ他のガス成分が共存する際には，干渉影響による誤差を生じる可能性がある．この対策として，一般的に検出器の前に光学フィルタを設置して干渉成分の吸収領域をカットする方法がとられている．また，干渉成分のみに感度を持つ検出器との組み合わせで補正を行う場合もある．　図 2.36 にこのような補正機能付きの分析部の例を示す．なお，水は非常に広い範囲に吸収をもつ上，排ガス中の濃度も高いため，干渉を起こしやすい成分である．そのため，ダイレクト測定用の NDIR ではサンプル中の水をあらかじめ除温するのが一般的である．

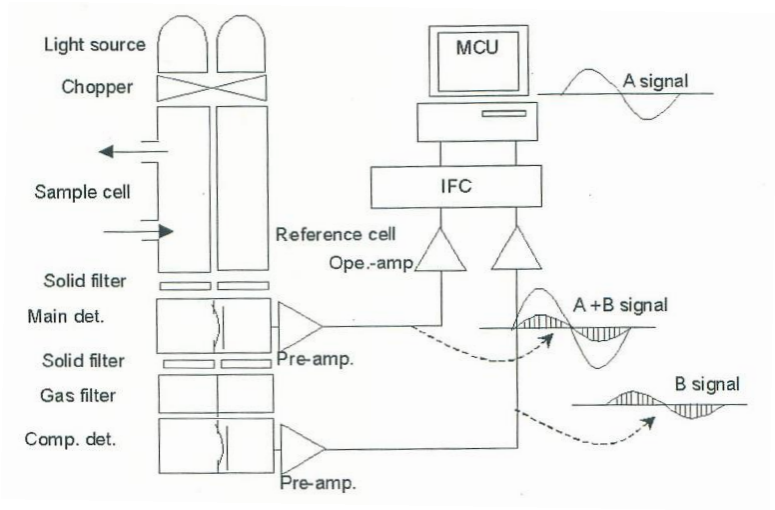


図 2.36　NDIR 法検出器(ニューマティック AS)

第 3 章　3 次元 CFD コード　KIVA3V[7]

3.1 KIVA-3V

実験から得られるデータから，たとえば拡散火炎の温度分布や，排気ガス成分がどのように発生しているかを検討することは困難である．より詳細に燃焼を解析するために数値解析も行った．本研究で使用した数値計算コードは KIVA-3V(以下 KIVA)という 3 次元数値流体解析(CFD，Computational Fluid Dynamics)コードである．KIVA-3V は 1997 年に Los Alamos National Laboratory (LANL)によって開発されたエンジンシミュレーション用 CFD プログラムである．エンジン内の複雑な現象を記述する多くの有用な物理モデルが組み込まれている．支配方程式を有限体積法によって離散化し，計算アルゴリズムには SIMPLE 法，対流(移流)項の差分化には準 2 次精度風上差分 Quasi-Second-Order Upwind Differencing(QSOU)スキームを適用している．噴射された液滴の挙動を ALE（Arbitrary Lagrangian Eulerian)により計算している点は KIVA の大きな特徴の 1 つである．プログラムは Fortran 言語で記述されており，ユーザーが用途に応じて自由にプログラムを書き換えることができる．メッシュは k3prep と呼ばれるプログラムにより生成される．解析結果の後処理は，k3post と呼ばれるプログラムを一部改良した k3case を使用した．後処理した計算結果は，CEI 社のソフトウェア，Ensight により可視化する．

3.2 KIVA フローチャート

図 3.1 に KIVA の解析フローチャートを示す．プログラムはメインプログラムより呼び出される多数のサブルーチンプログラムによって構成される．

3.3 支配方程式

3.3.1 化学種 m に対する質量保存式

KIVA で解かれる支配方程式を式(3.1)に示す．

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial \mathrm{t}} + \nabla(\rho_m \boldsymbol{u}) = \nabla \cdot \left[\rho \mathrm{D} \nabla \left(\frac{\rho_m}{\rho}\right)\right] + \dot{\rho}_m^c + \dot{\rho}_m^s \delta_{ml} \tag{3.1}$$

右辺の第 1 項が拡散に関する項，第 2 項は化学反応に関する項，第 3 項は噴霧に関する項を表す．

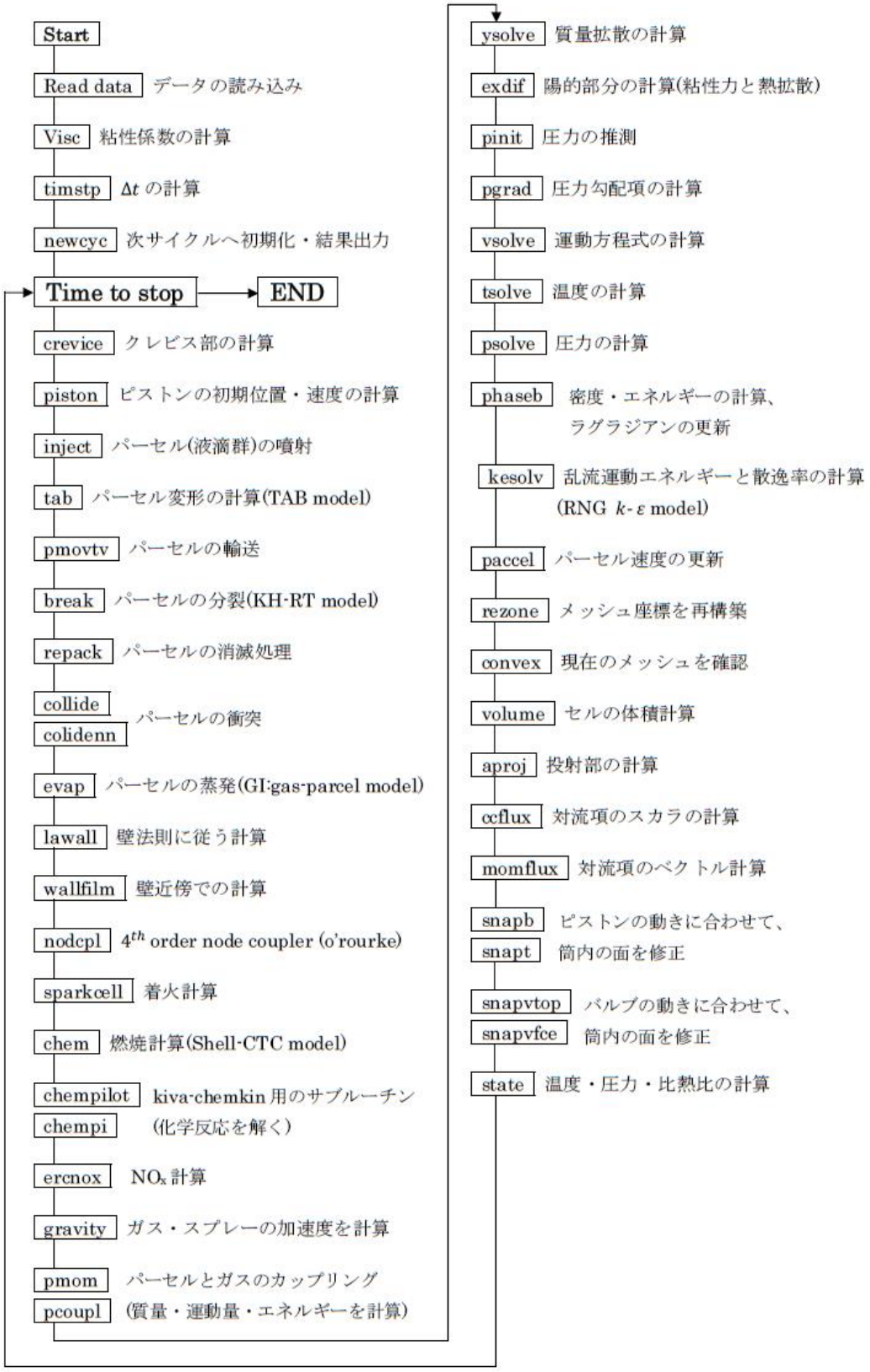


図 3.1 KIVA フローチャート

式(3.1)中で,

$\nabla \cdot [\rho D \nabla (\rho_m / \rho)]$:拡散による項

$(\rho_m / \rho) = Y_m$:化学種mの質量分率

$\rho D \nabla (\rho_m / \rho)$:拡散質量速度

D :Fick の法則における拡散係数$= \mu /(\rho S_c)$

$\dot{\rho}_m^c$:化学反応による項

$\dot{\rho}_m^s$:噴霧による項

をそれぞれ表す. 式(3.1)を全化学種について足し合わせると, 質量は保存されるので次式となる.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{u}) = \dot{\rho}^s \tag{3.2}$$

3.3.2 運動量方程式

解かれる運動量方程式は以下の式となる.

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}\mathbf{u}) = -\frac{1}{a^2}\nabla p - A_0 \nabla\left(\frac{2}{3}\rho k\right) + \nabla \cdot \sigma + \mathbf{F}^s + \rho g \tag{3.3}$$

式(3.3), および以下の式中,

p :圧力

a :低マッハ数のときの圧縮性を考慮する変数(PGS 法)

$-A_0 \nabla\left(\frac{2}{3}\rho k\right) + \nabla \cdot \sigma$:乱れによる輸送フラックス

A_0 :層流の場合 0, 乱流の場合1

σ :粘性応力テンソル

μ :粘性係数

A_1, A_2 :定数

$\square^T$:転置行列を表す.

I :単位行列

F^s :噴霧による単位体積当たりの運動量増加率

g :重力加速度(一定)

をそれぞれ示す.

また, 粘性応力 σについては

$$\sigma = \mu\left[\nabla u + (\nabla u)^T\right] + \mu'\nabla \cdot uI \tag{3.4}$$

ただし,

$$\mu' = -2/3\,\mu \tag{3.5}$$

粘性係数は, 以下の式で計算した.

$$\mu = (1 - A_0)\rho\nu_0 + \mu_{air} A_0 \frac{C_m \rho\kappa^2}{\varepsilon} \tag{3.6}$$

また空気の粘性係数は温度依存により変化するサザーランド(Sutherland)式より計算している.

$$\mu_{air} = \frac{A_1 T^{3/2}}{T + A_2} \tag{3.7}$$

3.3.3 エネルギー保存方程式

エネルギー方程式は燃焼時の化学反応による項も考慮した以下の式である.

$$\frac{\partial(\rho I)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{u} I) = -p\nabla \cdot \boldsymbol{u} + (1 - A_0)\sigma : \nabla \boldsymbol{u} - \nabla \boldsymbol{u} \cdot J + A_0 \rho\varepsilon + \dot{Q}^s + \dot{Q}^m \tag{3.8}$$

ここで,

I :化学エネルギーを除いた比内部エネルギー

$\sigma : \nabla \mathbf{u}$:粘性によるエネルギー消散

J :熱流束ベクトル(熱伝導とエンタルピー拡散の和)

$$J = -\lambda\nabla T - \rho D \sum_m h_m \nabla(\rho_m / \rho)$$

λ :熱伝導率 $= (\mu C_p) / \mathrm{Pr}$

h_m :化学種mの比エンタルピー

$\dot{Q}^s$:化学反応による項

$\dot{Q}^m$:噴霧の相互作用による項

をそれぞれ示す.

3.3.4 噴霧・液滴に関する諸計算式

以下に紹介する噴霧方程式では液滴の確率分布関数 f を求めており, KIVA において f は時間に加えて 10 個の独立変数を含んでいる. これらの独立変数とは, 3 つの液滴位置成分を持つ $\mathbf{x}$, 3 つの速度成分を持つ $\boldsymbol{v}$, 平衡半径 r (液滴が球体であるとした場合の半径), 温度T_d(液滴内部で一様であると仮定する), 球形からの変形度 y, そして変形度の時間変化率$dy/dt = \dot{y}$である. ここでは, 液滴と気体の相対速度ベクトルに同調する軸を持つ球形部分の, 最低次数の調和項に対応する基本振動モードに関して式を追っている. 無次元量 y は, 平衡位置からの液滴表面のずれを液滴半径 r で割った比である. yが 1.0 より大きい場合にのみ液滴は分裂するよう設定している.

液滴分布関数 f は以下のような方法で定義される.

$$f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, r, T_d, y, \dot{y}, t) d\mathbf{v} dr dT_d dy d\dot{y}$$

式中, 位置 $\mathbf{x}$, 時間 t において, $(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{v} + d\boldsymbol{v})$の間の速度, $(r, r + dr)$の間の半径, $(T_d, T_d + dT_d)$の間の温度, $(y, y + dy)$の間および$(\dot{y}, \dot{y} + d\dot{y})$の間の変形度をもつ液滴の単位体積当たりの確率数(＝液滴の存在確率)をそれぞれ表す. f の時間発展は, 噴霧の式の形式を解くことで得られる.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla_{\mathbf{x}} \cdot (f\mathbf{v}) + \nabla_{\mathbf{v}} \cdot (f\mathbf{F}) + \frac{\partial}{\partial \mathrm{r}}(fR) + \frac{\partial}{\partial T_d}\left(f\dot{T}_d\right) + \frac{\partial}{\partial y}(f\dot{y}) + \frac{\partial}{\partial \dot{y}}(f\ddot{y}) = \dot{f}_{coll} + \dot{f}_{bu} \tag{3.9}$$

式(3.9)では, 物理量 F, R, $\dot{T}_d$および$\ddot{y}$は時間変化率であり, 個々の液滴とその速度, 半径, 温度, 振動速度を追っている. $\dot{f}_{coll}$と$\dot{f}_{bu}$の項はそれぞれ液滴の衝突, 分裂による発生項である.

ここから関数 F, R, $\dot{T}_d$ そして個々の液滴の軌道を決定する $\ddot{y}$ について定義する. 液滴加速度 F は空気抵抗力と重力に起因する.

$$\mathbf{F} = 0.375 \cdot \frac{\rho}{\rho_d} \frac{\left|\mathbf{u} + \mathbf{u}' - \mathbf{v}\right|}{r}\left(\mathbf{u} + \mathbf{u}' - \mathbf{v}\right) C_D + \mathbf{g} \tag{3.10}$$

抗力係数C_Dは,

$$C_D = \begin{cases} \dfrac{24}{Re_d}\left(1 + 1/6 Re_d^{2/3}\right) & Re_d < 1000 \\ 0.424 & Re_d > 1000 \end{cases} \tag{3.11}$$

で与えられる. ここで,

$$Re_d = \frac{2\rho\left|\mathbf{u} + \mathbf{u}' - \mathbf{v}\right| r}{\mu_{air}(\hat{T})} \tag{3.12}$$

$$\hat{T} = \frac{T + 2T_d}{3} \tag{3.13}$$

であり，μ_{air}は式(3.7)で与えられている．液滴の抗力と蒸発率を計算する際に，気体の乱流速度$\mathbf{u}'$が局所有効気体速度に加えられる．$\mathbf{u}'$のそれぞれの成分は平均二乗偏差を$2/3\,k$とするGauss分布に従うものと仮定する．即ち，

$$G(\mathbf{u}') = (4/3\,\pi k)^{-3/2}\exp\{-3|\mathbf{u}'|^2/4k\} \tag{3.14}$$

と仮定している．$\mathbf{u}'$の値は各乱流相関時間t_{turb}において毎回選ばれ，そうでない場合は一定となる．液滴の乱流相関時間は次式で与えられ，

$$t_{turb} = \min\left(\frac{k}{\varepsilon}, c_{ps}\frac{k^{3/2}}{\varepsilon}\frac{1}{|\mathbf{u} + \mathbf{u}' - \mathbf{v}|}\right) \tag{3.15}$$

c_{ps}は0.16432の値をとる経験的定数である．t_{turb}は即ち，渦の消滅時間と渦を液滴が通過する時間の小さいほうの値である．液滴径の変化率RはFrosslingの関係式によって与えられる．

$$R = -\frac{(\rho D)_{air}(\hat{T})}{2\rho_d r}\frac{Y_1^* - Y_1}{1 - Y_1^*}Sh_d \tag{3.16}$$

ここでSh_dは質量輸送に関するSherwood数，Y_1^*は液滴表面における燃料蒸気の質量分率，$Y_1 = \rho_1/\rho$で，$(\rho D)_{air}(\hat{T})$は空気中の燃料蒸気の拡散速度である．Sherwood数は，

$$Sh_d = \left(2.0 + 0.6Re_d^{\frac{1}{2}}Sc_d^{\frac{1}{3}}\right)\frac{ln(1 + B_d)}{B_d} \tag{3.17}$$

で与えられ，$Sc_d = \frac{\mu_{air}(\hat{T})}{\rho D_{air}(\hat{T})}$ および $B_d = \frac{Y_1^* - Y_1}{1 - Y_1^*}$である．(液滴)表面での質量分率$Y_1^*$は，

$$Y_1^*(T_d) = \frac{W_1}{W_1 + W_0\left(\frac{p}{p_v(T_d)} - 1\right)} \tag{3.18}$$

から得られ，W_0は燃料蒸気を除く全ての化学種の局所平均モル質量で，$p_v(T_d)$は温度T_dにおける平衡燃料蒸気圧力である．液滴温度は均一であり液滴表面における燃料蒸気の分圧は平衡蒸気圧力に等しいと仮定されている．空気中の蒸気拡散に関しては経験的関係式を用いて，

$$(\rho D)_{air}(T) = D_1 T^{D_2} \tag{3.19}$$

ここでD_1とD_2は定数である．

3.4 物理モデル

KIVAには既述の通り多くの 物理(計算)モデルが適用されている．たとえば，乱流現象に関しては2方程式モデルに繰り込み群理論を適用したRNG k−εモデルを適用している．本節では，k−εモデルのように有名なモデルに関する説明は省略し，KIVA特有の計算モデルについて説明する．

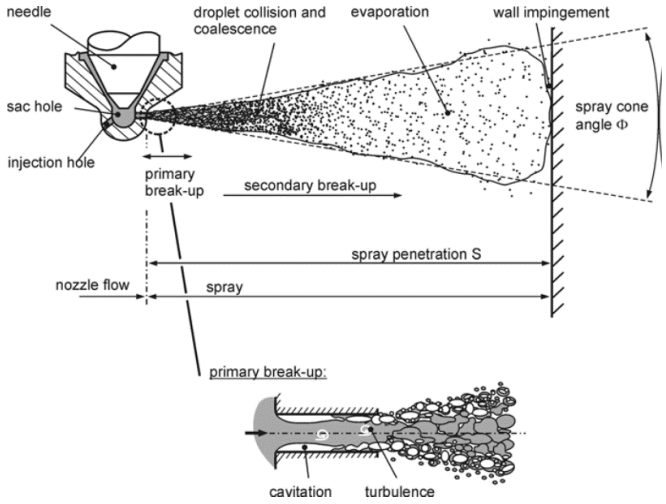


図 3.2 液体燃料の微粒化

3.4.1 DDM (Discrete Dynamic Model)

液体燃料は，高圧(～200MPa)で燃焼室内に噴射され， 1 次分裂(breakup)， 2 次分裂を経て急速に微粒化し，数 μm 程度の微細な液滴が多数形成される． この液滴全てラグランジュ的に直接解くことは計算機の能力上困難である．液滴を「パーセル(parcel)」と呼ばれる液滴群に分け，パーセル内の液滴の状態量（位置，液滴径，速度，温度）は全て等しいとして計算する．図 3.2 に液体燃料の微粒化の様子を示す．

3.4.2Kelvin-Helmholtz (KH) 分裂モデル[8]

KIVA では，図 3.2 に示している primary break-up と secondary break-up を KH 分裂モデルと RT 分裂モデルによってモデル化している．RT モデルについては次に説明する．KH モデルとは，噴射された液滴と周囲気体の界面における Kelvin-Helmholtz 不安定性に基づく分裂モデルである．図 3.3 に示すように，液滴と周囲気体との速度差により生じる空気抵抗のせん断力によって液滴表面に表面波が発生し，時間が経つにつれて表面波は徐々に成長していく．表面波が発生している界面は非常に不安定であり，周囲気体によるせん断力が液滴の表面張力よりも大きくなると液滴は分裂する．この現象をモデル化したのが KH 分裂モデルであり，表面波の長さ Λ および表面の成長率 Ω は無次元数を用いて次式で表される．

$$\Omega\left[\frac{\rho_l r_0^3}{\sigma}\right]^{0.5} = \frac{0.34 + 0.38\,We_g^{1.5}}{(1+Z)(1+1.4\,T^{0.6})} \tag{3.20}$$

$$\frac{\Lambda}{r_0} = 9.02\,\frac{(1+0.45\,Z^{0.5})(1+0.4\,T^{0.7})}{\left(1+0.865\,We_g^{1.67}\right)^{0.6}} \tag{3.21}$$

ここで，

$$Z = \frac{\sqrt{We_l}}{Re_l}\,, \qquad T = Z\sqrt{We_l}\,, \qquad We_g = \frac{\rho_l r_0 u_{rel}^2}{\sigma}\,, \qquad Re_l = \frac{\rho_l r_0 u_{rel}}{\eta_l}$$

Z と T はそれぞれ無次元数 Ohnesorge 数，Taylor 数である．

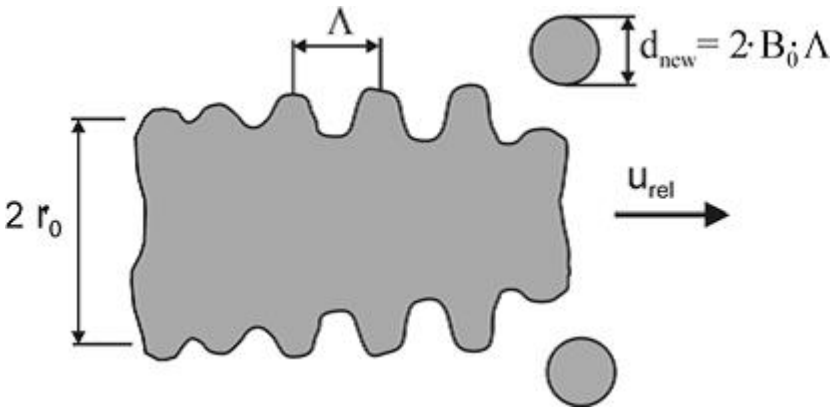


図 3.3 KH 分裂モデル

(3.20)式, (3.21)式により, 表面波長さ Λ と表面の成長率 Ω を求めた後, 次式を用いて分裂後の半径 r_{new} と分裂特性時間 τ_{bu} が計算される.

$$r_{new} = B_0 \cdot A \tag{3.22}$$

$$\tau_{bu} = 3.788 \cdot B_1 \frac{r}{\Lambda \cdot \Omega} \tag{3.23}$$

但し, B_0, B_1 はモデルパラメーターであり, それぞれ 0.61, 0.60 が推奨値とされている. (3.22)式および(3.23)式により算出された r_{new} と τ_{bu} を用いて, 分裂前の液滴半径 r の時間変化率を求める.

$$\frac{dr}{dt} = -\frac{r - r_{new}}{\tau_{bu}} \tag{3.24}$$

式(3.24)により, 液滴の半径 r は次のタイムステップにおいて半径 r^{n+1} に変化し, 液滴半径の収縮率から質量変化分が算出される. この減少した質量分が半径 r_{new} の新しい液滴を形成し, 減少する質量が噴射された時の液滴の 3%になった時, 新しい液滴群, 即ちパーセルを作り出す. この時のパーセル内の液滴数 N_p は, 次式で求められる.

$$N_p = \frac{M}{\rho_l \frac{4}{3} \pi r_{new}^3} \tag{3.25}$$

3.4.3Rayleigh-Taylor (RT) 分裂モデル[8]

RT モデルは，気体と液滴との間の界面に垂直方向に働く空気抵抗力により分裂するモデルである．

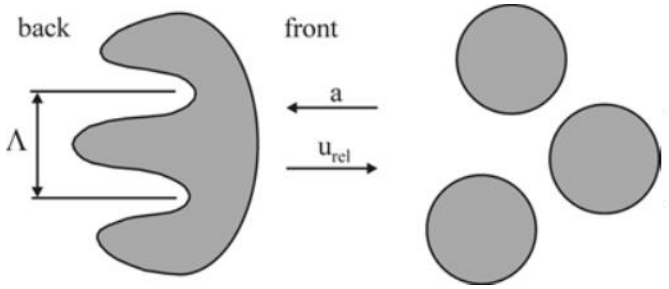


図 3.4 RT 分裂モデル

図 3.4 に RT モデルの概図を示す．液滴が気体中を相対速度 u_{rel} で移動する時，空気抵抗力による液滴の減速は進行方向と逆方向への大きさ αの加速度とみなすことができ，αは次式で表される．

$$a = \frac{3}{8} C_d \frac{\rho_g u_{rel}^2}{\rho_l r} \tag{3.26}$$

表面波の長さ Λ および表面の成長率 Ω は次式で表される．

$$\Lambda = C_3 2\pi \sqrt{\frac{3\sigma}{a(\rho_l - \rho_g)}} \tag{3.27}$$

$$\Omega = \sqrt{\frac{2}{3\sqrt{3\sigma}} \frac{[a(\rho_l - \rho_g)]^{3/2}}{\rho_l + \rho_g}} \tag{3.28}$$

式(3.27)中の C_3 はモデルパラメーターであり，C_3＝1.0 が推奨されている．

RT モデルの場合は，表面波の長さ Λ が分裂後の液滴の直径になる．また KH モデルとは異なり，パーセルの減少分質量ではなく変形する時間によって分裂するかの判定を行う．即ち，表面の成長率 Ω の逆数は分裂にかかる時間 t_{bu} になると考えられるので，変形を始めてからの時間経過が t_{bu} に達した場合に液滴は分裂するとされている．RT モデルにおいては分裂後の液滴は新しいパーセルを形成することはなく，分裂後の液滴径に応じてパーセル内の液滴の個数が増加するモデルである．

KIVA-3V においては，噴射開始直後から RT モデルによる分裂を行うと液滴半径の減少率が速すぎるため，式(3.29)で定義される分裂距離 L_b という変数を導入することによって RT モデルによる急激な液滴径の減少を抑制している．式中，C はモデル定数，D_{nozzle} はノズル径である．ノズル噴孔からの液滴の距離が分裂距離 L_b に達するまでは KH モデルを適用することで，実現象とはかけ離れた急速な液滴径の収縮を抑制する．この KH モデ

ルと RT モデルの 2 つのモデルを組み合わせた 2 次分裂モデルによって，分裂によってほぼ同じサイズの液滴だけが形成されてしまうという RT モデルの短所を補うことができる.

$$L_b = C \cdot D_{nozzle} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \tag{3.29}$$

3.4.4 ガスパーセル (Gas Parcel) モデル

本研究において，パイロットとして使用する軽油(液体燃料)のみならず，メタンガスを主燃料として噴射している. そもそも，差圧により高速で噴出される気体を計算するためには，圧力の伝播を正しく解かなくてはならない. 一般に 1mm 以下の格子(セル)サイズが必要となり，タイムステップは 1e−7 程度かそれ以下に設定する必要がある. それをエンジン燃焼室のような広い燃焼室空間に渡って計算するには膨大な計算コストを要する. さらに，圧縮終了時点での圧力が 10MPa 程度，燃料噴射圧力が 20MPa 以上と，一般的な流体計算よりもはるかに大きい. 高圧場は即ち，気体の密度の増加につながるためレイノルズ数が非常に大きくなってしまう. さらに，メタンと空気の 2 相流として扱う大変さがある. 以上のように，ガス噴流の挙動を正確に計算するのは至難であり，そこでガスパーセルモデルを提案し，KIVA に組み込んだ. このモデルは助川らの論文[10]を参考に高圧ガス噴射用に開発した.

端的には，高圧ガス噴流と高圧液体噴霧が似た挙動を示すことから，ガス燃料に対してもパーセルの概念を導入し，ガス噴流を液体燃料と同じようにパーセルを用いて計算する，というモデルである. 液体と大きく異なる点は，蒸発のプロセスが無いことである. 液体燃料の場合は，パーセルの粒径や温度，雰囲気条件をパラメーターとした蒸発モデルにより，パーセルから計算領域に気体となった燃料を引き渡す. ガスパーセルモデルでは蒸発プロセスの代わりに，ガスパーセルから計算領域に 1 タイムステップ毎に燃料を引き渡す，というモデルを導入している. 以下にその計算式を示す.

$$\frac{dm_P}{dt} = -\frac{m_P}{\tau_P} = -\frac{4\pi(\frac{d_d}{2})^3}{3} \cdot \frac{\rho_f N_P}{\tau_P} = -\frac{\pi d_d^3 \rho_f N_P}{6\tau_P} \tag{3.30}$$

ここで，m_p，ρ_f，d_dは1パーセルあたりの質量，燃料の密度，液滴径を，N_p，τ_pは1パーセルあたりの液滴の個数，ガスパーセルの生存時間に関する時定数をそれぞれ表す. 本研究では τ_p=1/15000 と設定した. ガスパーセルが徐々に質量を失うにつれて密度 ρ_fが減少し，ρ_fが初期値の 1%未満になったときパーセルは消失し全質量を計算領域に引き渡す. 密度 ρ_fの減少は以下の式で表される.

$$\frac{d\rho_f}{dt} = -\frac{1}{V_P}\frac{dm_P}{dt} \tag{3.31}$$

3.4.5 NOx 生成モデル

内燃機関より発生する NOx は Thermal NOx がほとんどである. 多くの CFD コードと同様に KIVA でも Thermal NOx の生成のみを考慮している. Thermal NOx の生成機構は，以下に示す 3 つの化学反応式，拡大ゼルドヴィ

ッチ(Expanded Zel' dovich)機構[11]によって説明される.

$$N_2 + O \Leftrightarrow NO + N \tag{3.32}$$

$$O_2 + N \Leftrightarrow NO + \mathrm{O} \tag{3.33}$$

$$N + OH \Leftrightarrow NO + H \tag{3.34}$$

反応式(3.32)～(3.34)において順反応速度定数をk_{f1}～k_{f3}，逆反応速度定数をk_{b1}～k_{b3}とすると，NO および N の生成速度は次式で与えられる.

$$\begin{aligned}\frac{d[NO]}{dt} &= k_{1f}[N_2][O] - k_{1b}[NO][N] + k_{2f}[O_2][N] \\ &\quad -k_{2b}[NO][O] + k_{3f}[N][OH] - k_{3b}[NO][H]\end{aligned} \tag{3.35}$$

$$\begin{aligned}\frac{d[N]}{dt} &= k_{1f}[N_2][O] - k_{1b}[NO][N] - k_{2f}[O_2][N] \\ &\quad +k_{2b}[NO][O] - k_{3f}[N][OH] + k_{3b}[NO][H]\end{aligned} \tag{3.36}$$

反応速度定数の値は，以下のように与えられている.

$$k_{1f} = 7.6 \times 10^{13} \exp(-38000/T)$$
$$k_{1b} = 1.6 \times 10^{13}$$
$$k_{1f} = 6.4 \times 10^{9}\, T \exp(-3150/T)$$
$$k_{1f} = 1.5 \times 10^{9}\, T \exp(-19500/T)$$
$$k_{1f} = 4.1 \times 10^{13}$$
$$k_{1f} = 2.0 \times 10^{14} \exp(-23650/T)$$

単位は全て[cm^3/(mol−s)]

[N]は通常非常に小さく(≈ 10^{-8}mol)，定常状態近似 d[N]/dt≒0 が仮定できる．これにより，式(3.36)で[N]について整理し式(3.35)に代入すると，NO の生成速度は，

$$\frac{d[NO]}{dt} = 2k_{1f}[N_2][O]\frac{1 - \dfrac{k_{1b}k_{2b}[NO]^2}{k_{1f}[N_2]k_{2f}[O_2]}}{1 + \dfrac{k_{1b}[NO]}{k_{2f}[O_2] + k_{3f}[OH]}} \tag{3.37}$$

と表される．[N_2]や[O_2]に比べて[NO]は十分小さいことから，

$$\frac{d[NO]}{dt} \cong 2k_{1f}[N_2][O] \tag{3.38}$$

と近似できる．また，

$$\frac{1}{2}O_2 \Leftrightarrow O \tag{3.39}$$

の部分平衡が成り立っているとすれば，[O] = $K_{fO}[O_2]^{1/2}$であるから（K_{fO}は平衡定数），

$$\frac{d[NO]}{dt} = 2k_{1f}K_{fO}[N_2][O_2]^{1/2} \tag{3.40}$$

が最終的に得られる.

3.5 CHEMKIN

KIVA においては，着火・燃焼モデルとして SHELL-CTC モデルが組み込まれているが，このモデルではメタン CH_4 の化学反応および反応過程で生成される中間生成物を考慮した式を含まない．

CHEMKIN は反応速度論に基づいた化学反応シミュレーションソフトウェアであり，詳細化学反応機構を用いることで，中間生成物を含む多数の化学種を考慮した解析が可能となっている．KIVA と CHEMKIN をカップリングすることで CH_4 の燃焼を模擬している．化学反応計算スキームとして，GRI-Mech1.2[12]に準じた素反応化学計算式を KIVA に組み込んだ．GRI-Mech は，詳細化学反応機構を天然ガスの火炎伝播，着火を模擬するよう最適化を施している．本研究では，33 種の化学種を考慮し，軽油を n-ヘプタンで代表し 52 の素反応式で，メタンを 84 の素反応式でそれぞれ燃焼計算を模擬した．

化学反応計算には CHEMKIN ライブラリに含まれる SENKIN を用いる．支配方程式を以下に示す． なお，以下の式中において下添え字 k は k 番目の化学種，下添え字 i は i 番目の素反応式を表す．

まず化学種保存式を導く．セル内の化学種の質量は保存されるので，セル内における全質量 m と個々の化学種の質量 m_k は以下の 2 式を満たす．

$$m = \sum_{k=1}^{K} m_k = const \tag{3.41}$$

$$dm / dt = 0 \tag{3.42}$$

個々の化学種の生成・消滅による質量変化は，セル容積 V，化学種の生成速度 ω_k，分子量 m_k により，

$$\frac{\mathrm{dm}_k}{\mathrm{dt}} = V\dot{\omega}_k W_k \tag{3.43}$$

と表される．式(3.43)を質量分率 Y_k，比容積 v を用いて表現しなおすと，次の化学種方程式が導かれる．

$$\frac{\mathrm{dY}_k}{\mathrm{dt}} = v\dot{\omega}_k W_k \tag{3.44}$$

なお，化学種の生成速度 $\dot{\omega}_k$ は，量論係数 v_{ki}，および反応速度 q_i により以下の式を得る．

$$\dot{\omega}_k = \sum_{i=1}^{I} v_{ki}\, q_i \tag{3.45}$$

ここで，q_i は正方向速度定数 k_{fi}，逆方向速度定数 k_{ri} およびモル濃度 $[X_k]$ より，

$$q_i = k_{fi}\prod_{k=1}^{K}[X_k]^{v'_{ki}} - k_{ri}\prod_{k=1}^{K}[X_k]^{v''_{ki}} \tag{3.46}$$

となる．また，k_{fi} はアレニウスの実験式より， k_{ri} は平衡定数より次のように表される．

$$k_{fi} = A_i T^{\beta_i} \exp(-\frac{E_i}{RT}) \tag{3.47}$$

$$k_{ri} = \frac{k_{fi}}{K_{ci}} \tag{3.48}$$

次にエネルギー保存式を導く．断熱系における熱力学第二法則より，比エンタルピーh，圧力 p，比容積 v の関係は次のようになる．

$$dh - vdp = 0 \tag{3.49}$$

定圧とすると，$dp = 0$ であるので，

$$dh = 0 \tag{3.50}$$

となる．セル内の混合気の比エンタルピーは，各化学種の比エンタルピーの総和で与えられる．

$$h = \sum_{k=1}^{K} h_k Y_k \tag{3.51}$$

(3.51)式を微分して，

$$dh = \sum_{k=1}^{K} Y_k dh_k + \sum_{k=1}^{K} h_k dY_k \tag{3.52}$$

となる．定圧比熱 c_pを用いて書き換えると，

$$dh = c_p dT + \sum_{k=1}^{K} h_k dY_k \tag{3.53}$$

となり，(3.50)式より，

$$c_p dT + \sum_{k=1}^{K} h_k dY_k = 0 \tag{3.54}$$

これを時間 t で微分することにより次のエネルギー保存式が導かれる．

$$c_p \frac{dT}{dt} + \sum_{k=1}^{K} h_k \frac{dY_k}{dt} = 0 \tag{3.55}$$

導出した化学種保存式により成分化学種の生成過程が計算され，エネルギー保存式よりセル内の混合気温度が計算される．実際，シリンダ内にはガス温度や化学種濃度分布の不均一性が存在するため，燃焼は化学反応のみならず燃料と酸素，もしくは未燃領域と既燃領域の乱流混合領域にも支配されると考えられる．

そこで，乱流混合の影響を考慮したモデルを組み込んだ．素反応に基づく化学反応と乱流混合の両者の影響を考慮するモデルとして，使用例の多い Kong らの燃焼モデル[13]を用いている．モデルにおいて，時間ステップ n における混合気中の各気体成分の質量分率 Y_j の変化は次式のように表される．

$$Y_j^{n+1} - Y_j^n = \frac{\tau_{kin}}{\tau_{kin} + f\tau_t} \Delta Y_j \tag{3.56}$$

τ_{kin} は化学動力学に基づく反応速度により決まる特性時間である． また， τ_t は乱流混合速度により決まる特性時間であり，(3.57)式に示すように乱れエネルギー k とその散逸率 ε を用いて定義される．

$$\tau_t = \frac{C_t k}{\varepsilon} \tag{3.57}$$

C_t はモデル定数である．また， f は反応進行度であり，次の式で表される．

$$f = \frac{1 - e^{-r}}{0.632} \tag{3.58}$$

特性時間 τ_{kin} は，燃料蒸気質量分率 Y_{fuel} の混合気において，時間刻み dt の間の化学動力学に基づく反応計算前後の燃料蒸気質量分率の変化量 ΔY_{fuel} と，化学平衡状態における燃料蒸気質量分率 Y^*_{fuel}（Y^*_{fuel}=0）とを用いて次式のように定義される．

$$\tau_{kin} = \left(\frac{Y^*_{fuel} - Y_{fuel}}{\Delta Y_{fuel}}\right) dt \tag{3.59}$$

第 4 章 ガス噴流とディーゼル噴霧の到達距離に関する研究

4.1 概要

大型舶用ディーゼルエンジンでは燃費改善のために，シリンダー内の最高圧は 20MPa に達するものが登場している．ガス直噴エンジンにも同条件が適用された場合，高圧縮ガス燃料が，高密度場へ噴射されることとなる．ガス燃料と周囲空気の混合気形成は，着火，燃焼，排ガス組成に大きな影響を及ぼす．しかしながら，上記の条件での実験，経験が少ないことから，熱効率と排出ガスを最適とする混合気形成のプロセスを導くことが非常に困難なものとなっている．低圧条件下での膨張流れの構造は長年研究されているが，高圧条件下ではほとんど為されていない．三宅[14]は定圧力条件下(0.81MPa)にて，異なる噴口径のノズルから噴射された音速のメタン噴流の到達距離を光学的に計測した．Ouellette[15]は高圧条件下において，8.3MPa の噴射圧にてメタン噴流の到達距離を測定した．

本研究では 2st 大型舶用エンジンを想定し，周囲圧力環境と噴射圧をパラメータとし，ガス噴流の到達距離を測定した．ガス噴流の到達距離の測定には第 2 章に記載の急速圧縮膨張装置(RCEM)を用いた．その後，3 次元 CFD コード KIVA3V を用い，これらの実験の再現性に関する考察を行ったが，噴霧到達距離において，実験との不一致が確認された．その不一致は周囲圧力環境に起因するものであると考えられる．そのため，周囲圧力，周囲気流を容易に変更できる高圧回流風洞を用い，噴流到達距離を詳細に観察した．本観察はガス噴流ではなく，ディーゼル噴霧を使用して行った．その理由はディーゼル噴霧とガス噴流の到達距離は同様の傾向を示すこと，噴霧の発達過程は噴流のものよりも容易に観察できること，及び実験を行ううえでの安全性のためである．このディーゼル噴霧発達の詳細な観察に基づき，KIVA3V の修正を行い，風洞実験との再現性の比較を行った．

4.2 実験手法及び条件

図 4.1 に RCEM 内のガス噴射方向及び噴流到達距離の計測に利用したシャドウグラフ法により，得られた撮影画像を示す．噴流到達距離は撮影画像より実測したものとなる．

図 4.1. RCEM ガス噴射方向及びシャドウグラフ撮影画像

表 4.1 に本実験の実験条件を示す．実験条件内の密度は空気/窒素を理想気体として仮定した計算値である．ここでメタンは圧縮性流体として扱われるため，同表に臨界圧力比を記載している．メタンの比熱比を 1.311 とするとその臨界圧力比は 1.84 となる．本研究では，充填温度，充填圧力を固定し，メタン噴射圧力をパラメータとした実験(Case_1，Case_2)及び充填温度，メタン噴射圧力を固定し，充填圧力をパラメータとした実験(Case_3，Case_4)を行った．充填温度が 300K の条件では RCEM のピストンは上死点にて固定し，RCEM を定容容器として扱った．充填温度が 900K となる条件では，ピストンを 350RPM でモータリングし，予期せぬメタンの着火を防止するため，窒素を充填した．

表 4.1. 実験条件

	Case_1	Case_2	Case_3	Case_4
充填流体温度 [K]	900	300	300	900
充填流体圧力 Pa [MPa]	20	3	1, 2, 3	8.2, 10, 20
充填流体密度 [kg/m^3]	75.2	36.0	12.8, 24.4, 36.0	31.1, 37.8, 75.3
充填流体	窒素	空気	空気	窒素
ノズル径 [mm]	1.6			
噴射ガス	メタン			
噴射圧 Pi [MPa]	21, 30, 40, 47	10, 20, 30	10	40
圧力比 噴射圧/充填流体圧力	1.05, 1.5, 2.0, 2.35	3.33, 6.67, 10	10.0 5.0 3.33	4.88, 4.0, 2.0
臨界圧力比	1.84			
噴射期間 [msec]	10			

4.3 数値計算

本研究では 3 次元 CFD コード KIVA3V を用いて，噴流到達距離に関する検証を行った．本コードの詳細は第 3 章へ記載の通りであるが，噴流到達距離の評価を行うにあたって，3.4_4 項に記載のガスパーセルモデルを導入した．さらに本数値計算に当たっては，計算対象がガス噴流であることから，一般的なディーゼル噴霧の数値計算で使用される分裂，衝突モデルは非考慮とした．乱流モデルには RNG k-εモデルを使用した．

4.3_a 計算メッシュ

図 4.2 は本研究で用いた RCEM を模擬したメッシュを表し，下死点にておよそ 100000 セルとなる．計算は上死点前 124°から上死点後 30°まで行った．噴射条件は実験結果と同様である．

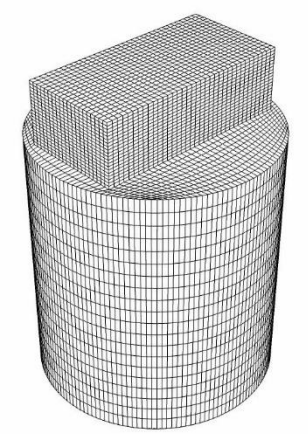


図 4.2 RCEM を模擬した計算格子

4.4 実験結果

4.4_a 噴流到達距離に噴射圧が及ぼす影響

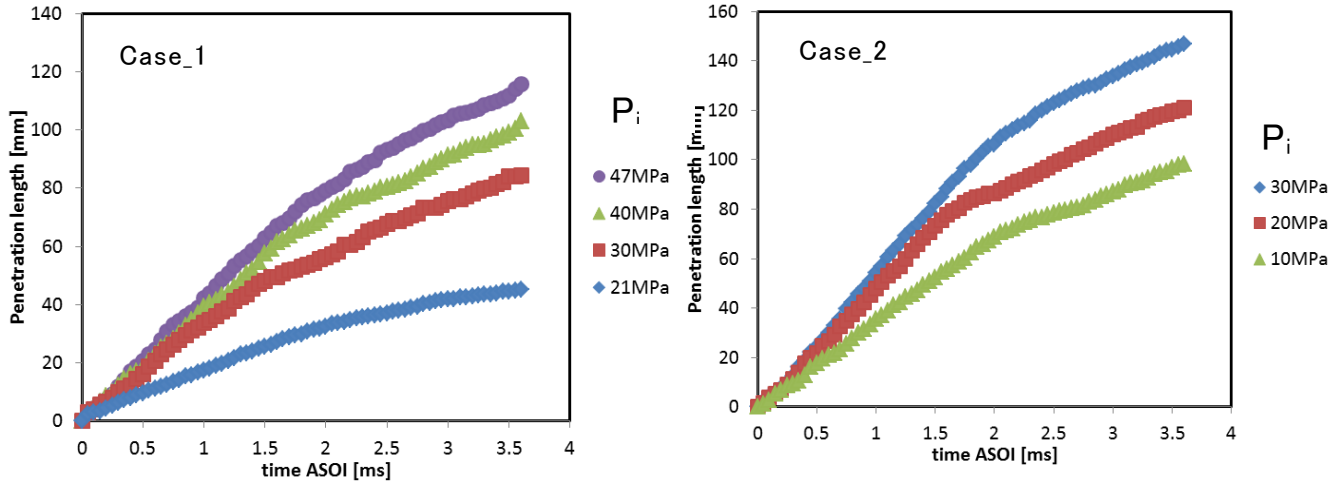


図 4.3 計測結果 （噴射圧が噴流到達距離に及ぼす影響）

図 4.3 は噴射圧 Pi をパラメータとして行った Case_1(左図), Case_2(右図)の試験結果を示す. Case_1 では, 噴射圧を 21, 30, 40, 47MPa と変化させた. 噴流到達距離は, 噴射圧が上昇とともに増加しており, ディーゼル噴霧のものと同様の傾向を示している. さらに 2 つの図より RCEM の充填圧力が高いほど, 到達距離は減少していることが確認でき, この現象もディーゼル噴霧と同等のものである.

ガス噴流のような圧縮性流体では, 背圧(本実験では充填圧力 Pa)が臨界圧力以下になると, 背圧の変化は上流側の圧力(噴射圧)と無関係となる. ノズルから流出するガス噴流の質量流量は充填圧が臨界圧力が等しい場合に最大値となる.

表に Case_1, Case_2 の各臨界圧力を記載する. 臨界圧力 Pc は以下式によって算出した.

$$\mathbf{Pc} = \mathbf{Pinj} \times (\mathbf{2}/\boldsymbol{k} + \mathbf{1})^{\frac{\boldsymbol{k}}{\boldsymbol{k}-\mathbf{1}}} \qquad (4\text{-}1)$$

Pinj は噴射圧力[MPa], k はメタンの比熱比を表す.

表 4.2 Case_1 Case_2 における臨界圧力

	Case_1				Case_2		
メタン比熱比	1.311						
充填圧力 [MPa]	20				3		
噴射圧 [MPa]	21	30	40	47	10	20	30
臨界圧力 [MPa]	11.4	16.3	21.7	25.6	5.43	10.9	16.3

Case_1 では，噴射圧が 40MPa，47MPa の場合に，臨界流れとなり，ノズルから流出する質量流量は一定となり，噴流到達距離も同等となるはずであるが，噴射圧が高いほど，到達距離は増加する傾向に変化は見られない．さらに Case_2 では全条件において，充填圧力が臨界圧力を下回る条件であるにも関わらず，到達距離の傾向に変化は見られなかった．本現象は，ガス噴射弁内部に存在する絞り部による圧損により，ノズル出口での噴射圧力が実測の噴射圧力よりも減少したことが原因であると考えられる．

4.4_b 噴霧到達距離に充填圧(背圧)が及ぼす影響

図 4.4 に充填圧力をパラメータとして行った Case_3，Case_4 の計測結果を示す．Case_4 での実験は実エンジンの筒内圧を模擬したものとなっている(8.2MPa:実エンジン 25%部分負荷相当，10MPa: 実エンジン 50%部分負荷相当，20MPa: 実エンジン 100%全負荷最高圧力相当)．

本試験での臨界圧力は Case_3：5.43MPa，Case_4：21.5 となり，全条件にて，充填圧力が臨界圧力を下回っている．そのため，全条件で前述のとおり，質量流量は一定となり，噴流到達距離も同等となるはずであるが，ディーゼル噴霧と同様に，噴射圧力と充填圧力の差圧が大きいほど，噴流到達距離が増加していることが確認された．この現象の理由も 4.4_a で記載した通りである．

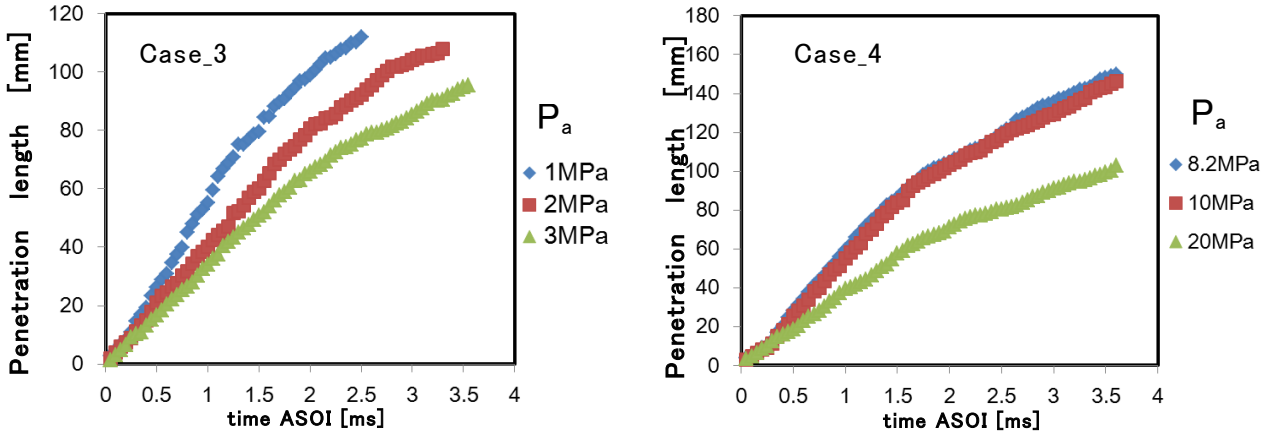


図 4.4. 計測結果（充填圧力が噴流到達距離に及ぼす影響）

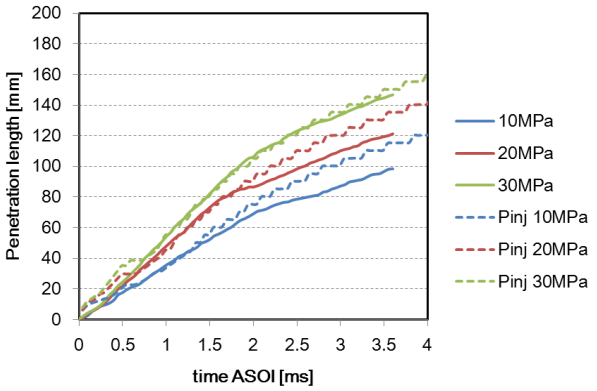
本計測で用いたガス噴射弁では，ノズル出口直前のガス圧力を計測することが不可能である．そのため，サックボリュームを持たないガス噴射弁を利用，もしくはノズル出口直前のガス圧力の計測することが今後の課題となり，さらなる検証が必要となる．

4.5 数値計算結果との比較

本研究で使用したガスパーセルモデルを前項までに実施した異なる噴射圧，充填圧力において検証した．実線が実験結果，破線が計算結果を表す．図 4.5 は異なる噴射圧での試験結果と計算結果

の比較であり，上述の実験 Case_2 と同条件である．噴射圧力 30MPa の場合は噴射全期間において，数値計算は実験結果を良好に再現している一方で，噴射圧が 10,20MPa の場合は，計算結果において，2ms 以降も噴流は減速せず，噴流到達距離は実験結果よりも増加することを確認した．図 4.6 は異なる充填圧力についての試験結果と計算結果の比較を示したものである．噴射圧は 40MPa，ノズル径は 1.6mm であり，上述の実験 Case_4 と同条件である．図 4.6 の通り，計算結果は噴射開始後，2ms までは良好に実験結果を再現していることが確認できる．実験結果では 2ms 付近を過ぎたのちに減速が発生している一方で，計算結果では，大きな減速は確認できない．

実験において，減速が発生する現象は，充填圧の増加による空気密度の増加，及び噴射圧増加による空気抵抗の増加がガス噴流に影響を及ぼすことを示している．計算結果における噴流速度の減速の過小評価については，数値計算において，噴流到達距離に及ぼす周囲流速の影響が考慮されていないことが原因として考えられる．



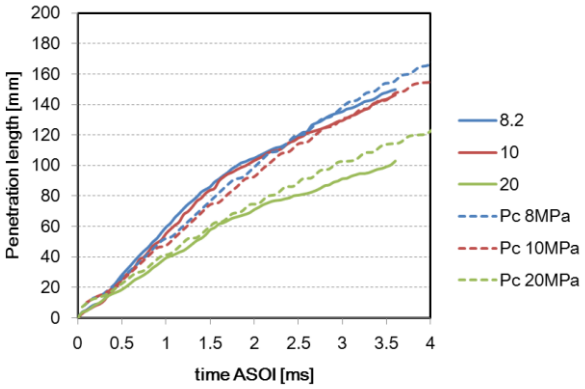


図 4.5 実験/数値計算比較（噴射圧を変化させた場合 ： 左図）

図 4.6 実験/数値計算比較（充填圧を変化させた場合 ： 右図）

本項までに

A. ガス噴流もディーゼル噴霧と同様に，噴射圧力と充填圧力の差圧の上昇とともに噴流到達距離の増加が確認できる．

B. ガスパーセルモデルを導入した KIVA3V にて，噴射初期において噴流到達距離を良好に再現できる．

C. 本実験では臨界流れとなる条件を見出すことはできなかった．

ことを確認したが，課題として，

D. ノズル出口直前の圧力計測を追加した実験による詳細な検証．

E. 数値計算における噴霧到達距離への周囲環境の影響の考慮

の 2 点が挙げられた．

上述の通り，実験において噴流の減速が発生する現象は，充填圧の増加による空気密度の増

加，及び噴射圧増加による空気抵抗の増加に依るものだと考えられる．そのため充填圧，気流速度を容易に変更できる高圧回流風洞を用い，噴流の到達距離を詳細に観察することとした．前述の実験ではガス噴流は噴射圧力と充填圧力の差圧の上昇とともにその噴流到達距離を増加させることを確認しており，その傾向はディーゼル噴霧のものと同様のものである．そのため風洞を用いた実験ではガス噴流ではなく，ディーゼル噴霧を用いてその発達過程を検証した．観察は風洞流路内に単孔ノズルを挿入し，主気流方向に平行に噴射されたディーゼル噴霧の伝ぱ過程を噴孔直後から高速度カメラによって撮影した．その後，観察実験により得られた結果から，3 次元 CFD コード KIVA3V の修正を行い，実験との再現性の比較を行った．

4.6 高圧回流風洞を用いた噴霧到達距離に関する研究

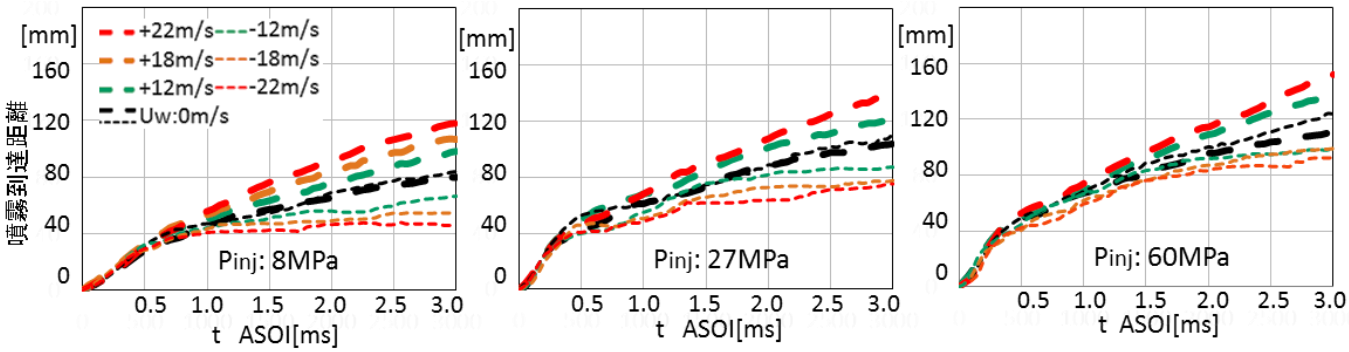
4.6 巨視的な噴霧伝ぱ挙動観察の結果

(a-1) 噴霧到達距離に見る影響

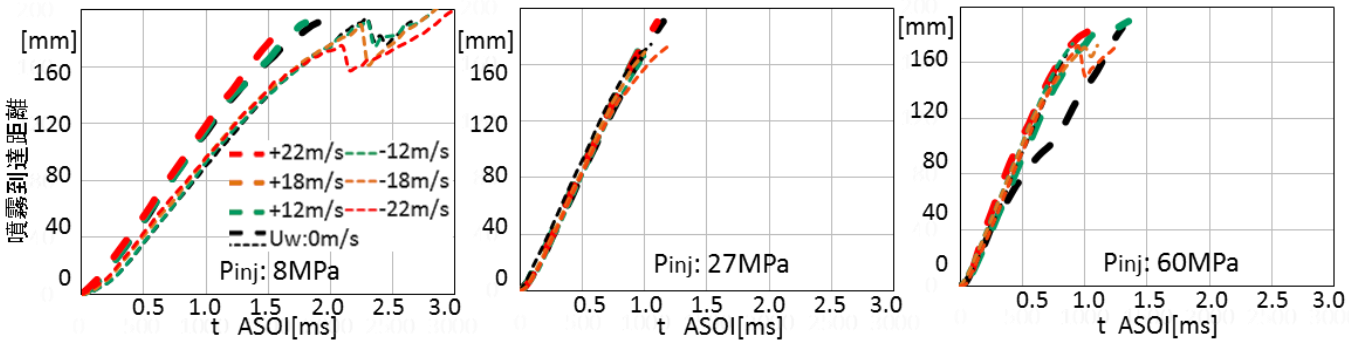
第 2 章に既述の実験条件を表 4.3 に再度示す. 図 4-7, 図 4-8 には表 4-3 の Case_5, Case_6 の各条件における噴霧到達距離の計測結果を示す.

表 4.3 実験条件

	Case_5	Case_6
噴孔径(d_{noz})	ϕ0.23mm	ϕ0.27mm
噴射圧(P_{inj})	8MPa, 27MPa, 60MPa	
風洞内圧(P_{tun})	0.1MPa, 1.1MPa	
縮流ダクト	短型ダクト	
気流速度(U_w) (軸流ファン回転数)	0, ±12, ±18, ±22 m/s (0, 2000, 3000, 3600rpm)	



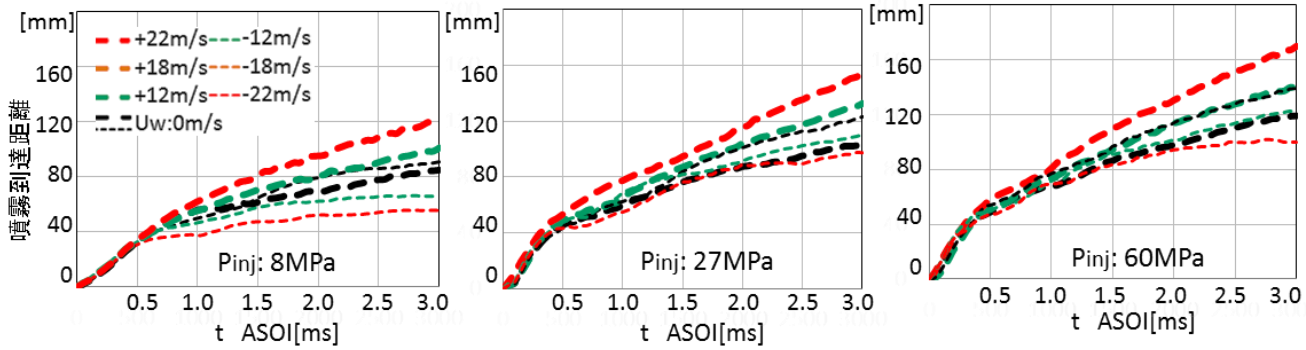
(a) 噴霧到達距離 (d_{noz}: Φ0.23mm, P_{tun}: 1.1MPa)



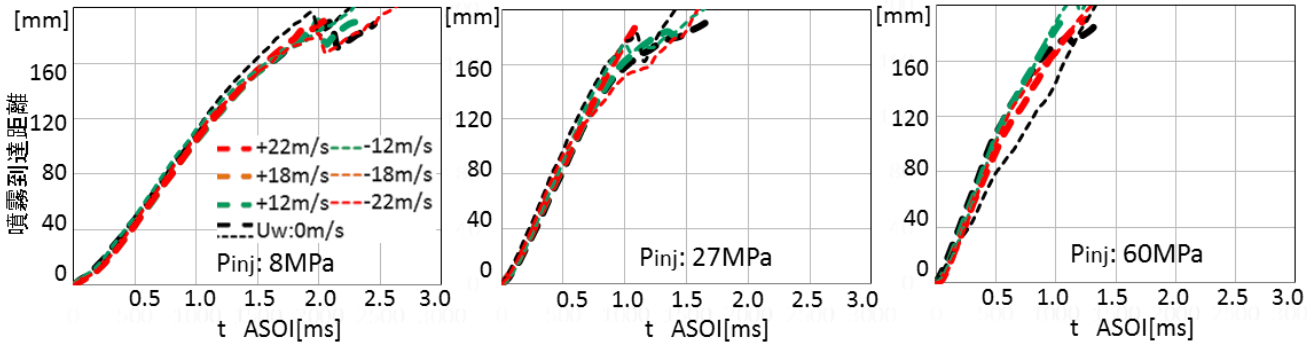
(b) 噴霧到達距離 (d_{noz}: Φ0.23mm, P_{tun}: 0.1MPa)

図 4.7 各風洞内圧, 噴射圧での噴霧到達距離の計測結果(Case_5)

図 4.7 の(a), (b)には風洞内圧(P_{tun})を各々0.1MPa, 1.1MPa とした際の, 各噴射圧(P_{inj})における周囲気流速度の影響を示している. 3.0ms ASOI (After Start of Injection)では, (a), (b)ともに噴射圧の増加に伴う噴霧到達距離の伸張は顕著ではなく, 噴射圧増加による噴射速度の増加が噴霧到達距離の伸張を招く一方で, 微粒化を促進させる効果があることが原因として挙げられる. また(a),(b)の全ての条件において, 微粒化の進行に伴う噴霧伝ぱ速度の減速が見られ, P_{tun} :1.1MPa の条件では噴射圧に関係無く噴霧到達距離が 40mm 程度(0.5msec ASOI 付近)において確認でき, P_{tun} :0.1MPa の条件でも同様に, 噴射圧とは無関係に噴霧到達距離が 150mm 程度において噴霧の減速が確認できる. この噴霧伝ぱ速度の減少が生じる以前では, 周囲気流の速度および噴射圧による噴霧到達距離の変化は微小であり, この領域では雰囲気圧の増加によって空気密度が増加したことによる空気抵抗の増加の影響が支配的であることが言える. 噴霧伝ぱ速度の減少後では, (b)では噴霧到達距離の停滞が見られるが, これは開弁後の噴射圧の脈動の影響から生じたものと推察される. (a)では, 噴霧伝ぱ速度の減少後において, 周囲気流の影響による噴霧到達距離の変化が顕著になることが確認できる. 各噴射圧条件において, 液滴と気流との相対速度(U_{rel})が減少する順方向の噴射(U_w:+22m/s で U_{rel} 最少)では噴霧到達距離は伸長し, 相対速度が増大する逆方向噴射(U_w:−22m/s で U_{rel} 最大)の場合では減少するのが見られる. さらに, 噴射速度が減少する低噴射圧条件では周囲気流による影響が顕著に現れる傾向にある. 図 4.8 に示すように, 上述の傾向は噴孔径を 0.27mm に変更した条件においても同様に確認される.



(a) 噴霧到達距離 (d_{noz}: Φ0.27mm, P_{tun}: 1.1MPa)

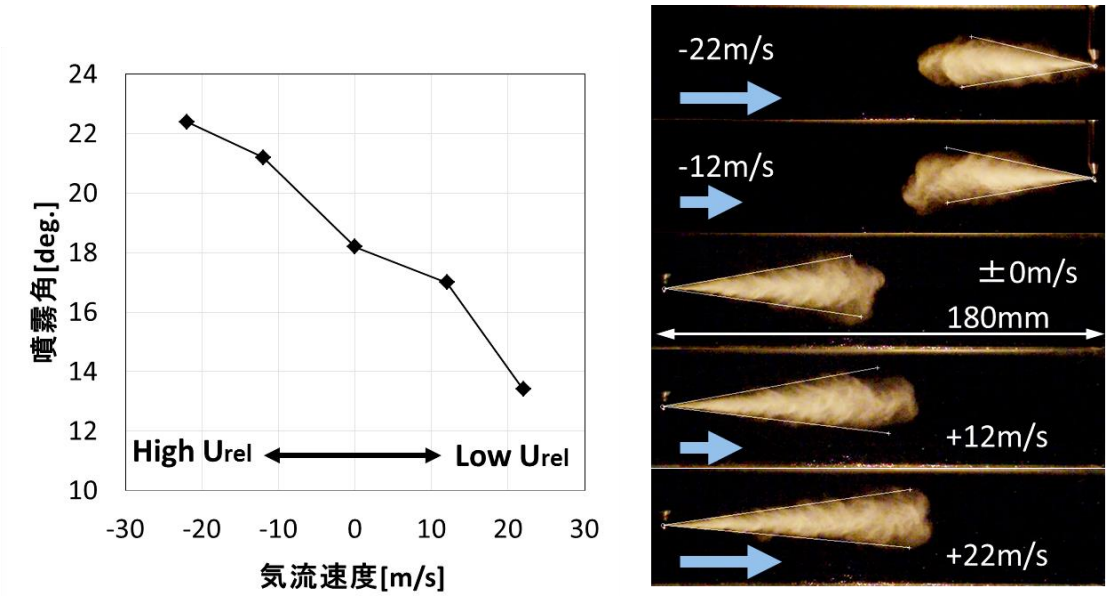


(b) 噴霧到達距離 (d_{noz}: Φ0.27mm, P_{tun}: 0.1MPa)

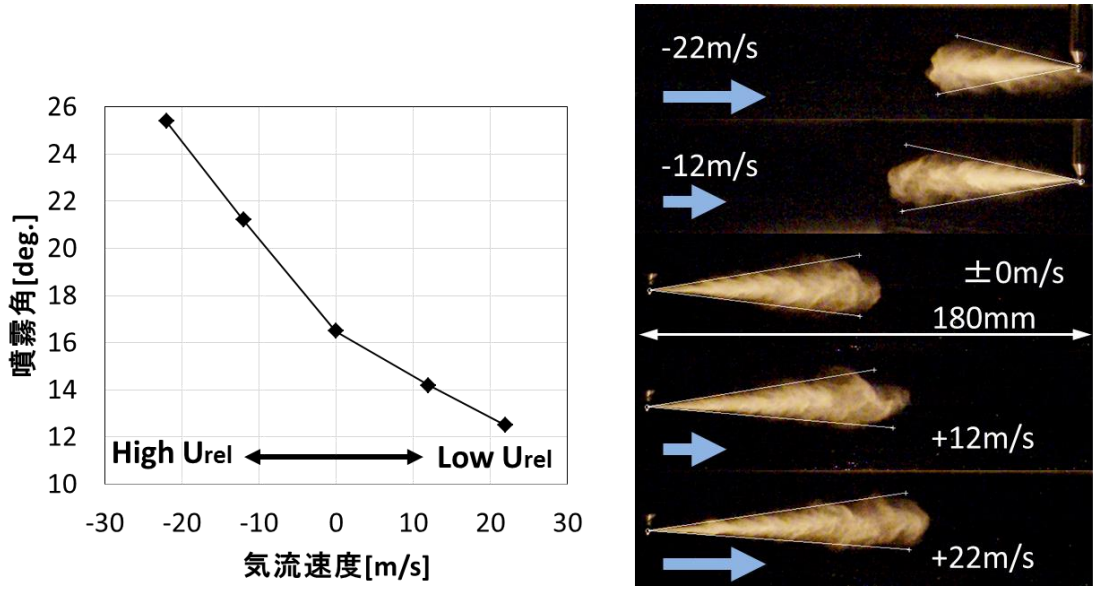
図 4.8 各風洞内圧, 噴射圧での噴霧到達距離の計測結果(Case_6)

(a-2) 噴霧円錐角に見る影響

図 4.9 に表 4.3 の Case_5 において P_{tun} :1.1MPa ，P_{inj} :60MPa, 27MPa とした条件での噴霧円錐角に与える影響を示す. 計測は 2.0msec ASOI (After Start of Injection) において行った. 図 4.9 の(a)に見られるように, 噴霧円錐角は気液の相対速度(U_{rel})の増加に伴って増加し, 反対に U_{rel} の減少に伴って減少し, 気流速度 U_w が+22m/s から-22m/s へ変化する中で噴霧円錐角は 10° 程度減少する. 噴霧到達距離に関しては周囲気流の増加に伴って伸長するため, 噴霧円錐角の減少を考慮しても円錐近似の噴霧体積は増加していることが確認できる.



(a) d_{noz}: 0.23mm, P_{inj}: 60MPa, P_{tun}: 1.1MPa



(b) d_{noz}: 0.23mm, P_{inj}: 27MPa, P_{tun}: 1.1MPa

図 4.9 噴霧円錐角の比較

また，図 4.9 の(b)のように噴射圧のみ 27MPa に変更した場合においても，同様に相対速度に応じた噴霧角の変化が見られ，U_w: +22m/s から−22m/s への変化では噴霧円錐角は 12° 程度減少しており，図 4.7,4.8 に示した噴霧到達距離に見られた傾向と同様に，噴射速度が減少する低噴射圧条件において周囲気流の影響が大きくなっている．表 4.3 の Case_6 において P_{tun} :1.1MPa ，P_{inj} :60MPa，27MPa とした条件においても同様に噴霧円錐角を計測した結果，相対速度に応じた噴霧円錐角の変化は同様に現れ，U_w: +22m/s と−22m/s の条件での噴霧円錐角の差は 11° 程度となり，全ての計測結果から，0~±22m/s の気流中において伝ぱする噴霧には約 10° の噴霧円錐角の変化が生じることが結果から得られた．

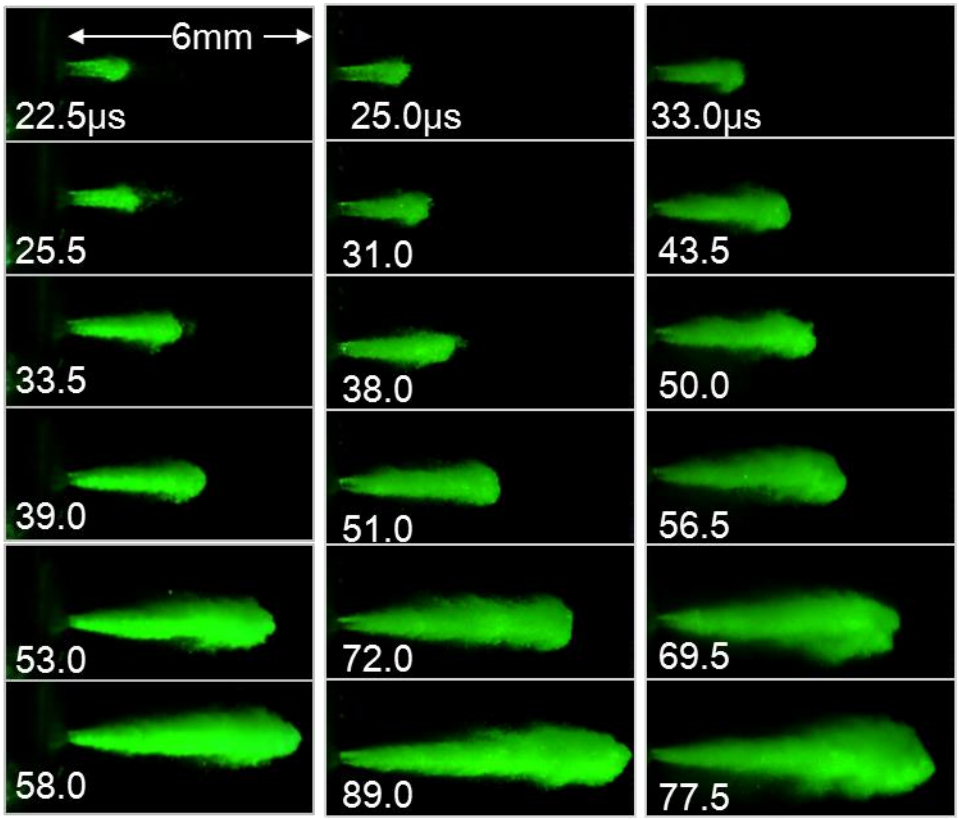
このように気流中において噴霧円錐角に変化が生じる過程，および噴射初期の噴霧伝ぱを更に詳細に観察するため，微視的な噴霧観察を行った．

(a-3) 微視的な噴霧伝ぱ挙動観察の結果

次に噴射直後噴霧発達を詳細に観察するため，マクストフ式カセグレンレンズを高速度カメラに装着することで行った詳細撮影による結果を示す．撮影は噴射ノズル噴孔出口から 6mm までの範囲，および噴孔から 50mm 程度離れた位置において 6mm の範囲を撮影した結果を示す．

図 4.10 には表 4.3 の Case_6 において P_{inj}: 60MPa, P_{tun}: 1.1MPa, U_w: −22, 0, 22m/s と設定した条件における噴霧挙動の一覧を示す．(c)の逆噴射の場合は，画像の見やすさのため，噴射方向を順方向へ変換したものを示している．

各条件において，30 μs ASOI までにおいて噴孔出口から透明に見える液柱が確認され，また噴霧先端では傘状の形状が見られる．30 μs ASOI 以降では液柱表面からの微粒化によって透明部分は見られなくなり，また噴霧形状は噴霧が十分に発達した際と同様な形状を有しているのが確認される．噴霧形状は液滴と周囲気体との相対速度が増加する(c)の条件で噴霧角が最大となっていることから，図 4.9 の巨視的観察に見られた噴霧角への影響は，噴射直後からの噴霧形成においても影響していることが言える．ただし，この噴霧形状の変化は巨視的に観察すると明確とならない程度であると言える．



(a) U_w: +22m/s　　(b) U_w: 0m/s(a)　　(c) U_w: −22m/s

図 4.10 噴霧の詳細計測（d_{noz}: 0.27mm, P_{inj}: 60MPa, P_{tun}: 1.1MPa）

以上，本実験より，以下の結果を得た．

液滴と周囲気流との相対速度の増減に伴って噴霧到達距離の伸縮，および噴霧円錐角の増減が確認され，噴霧円錐角の増大には微粒化や噴霧周囲の空気流動が影響し，気流中ではこれらの効果が減少することで噴霧円錐角の減少を招くことが確認できた．

噴射初期には，噴射圧や周囲気流速度の変化に依らない．サック形状により決まる到達距離において噴霧の伝ぱ速度の減少が見られた．

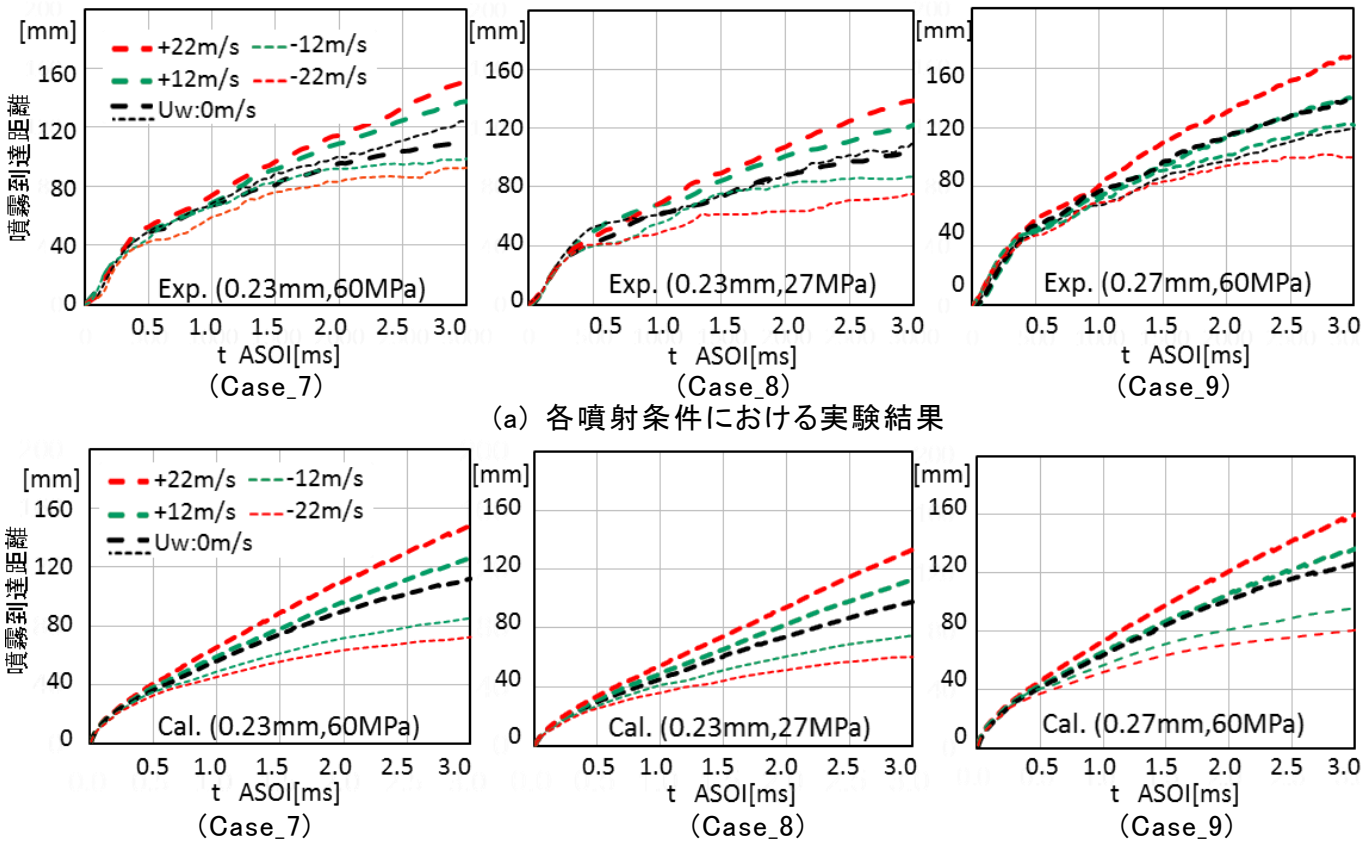
微視的に観察を行った結果，噴射初期の噴孔からの液柱は即座に微粒化が進行して，発達後の噴霧形状と同形状を有することが確認され，後述する KH-RT breakup による分裂の表現は妥当であるという見解を得た．

4.7 高圧回流風洞を模擬した数値計算結果

本節以降，**4.6** に記述した高圧回流風洞における噴霧の伝ぱ挙動の観察結果を基に KIVA3V を用いた数値計算を行い，噴霧に関するサブモデルの改良手法およびその結果を示す．まず第 2 章に既述した，高圧回流風洞の観察部の矩形ダクトを模擬した計算格子において計算を行い，(a)では一般的なサブモデルを使用し，(b)では実験および計算の結果を基に噴霧モデルの改良を行った．

(a) 一般的なサブモデルによる計算

矩形格子において一般的なサブモデル(第 3 章参照)を利用した場合の計算結果を以下に示す．計算条件は表 4.3 より選択した Case_7 (d_{noz}:0.23mm, P_{tun}:1.1MPa, P_{inj}:60MPa), Case_8 (d_{noz}:0.23mm,P_{tun}:1.1MPa,P_{inj}:27MPa), Case 9 (d_{noz}:0.27mm,P_{tun}:1.1MPa,P_{inj}:60MPa)の 3 ケースとし，図 4.11 にその結果を示す．図の(a)に各条件での実験結果，(b)に計算結果を示す．



(a) 各噴射条件における実験結果

(b) 各噴射条件における計算結果

図 4.11 実験結果と計算結果の比較

図に示すように，実験結果に見られる周囲気流による噴霧到達距離の伸張(大 U_{rel} では噴霧到達距離が減少し，小 U_{rel} では噴霧到達距離が伸長する)が，同様に数値計算の結果にも表れている．しかし，噴霧到達距離については，40mm 付近での噴霧伝ぱ速度の減速や 3.0ms ASOI における最終

噴霧到達距離についても過小評価されているのが確認できる.

続いて, Case_7 の条件での数値計算により得られた噴霧液滴の空間分布予測と, 空間分布予測から計測した噴霧の円錐角の結果を図 4.12 に示す. 実験においては図 4.9 に示すように周囲流速の影響を受けて噴霧円錐角の変化が見られたが, 数値計算においては初期に入力値として噴霧円錐角を決定する手段をとっていることから, 特に順方向の噴射条件において噴霧円錐角の変化は見られない.

以上のように, 一般的なサブモデルを使用する場合には, 噴霧到達距離や噴霧円錐角に見られる周囲流速の影響が表現されていないことから, 次節において液滴分裂, 液滴衝突, および噴霧円錐角の決定手段において改良を行った.

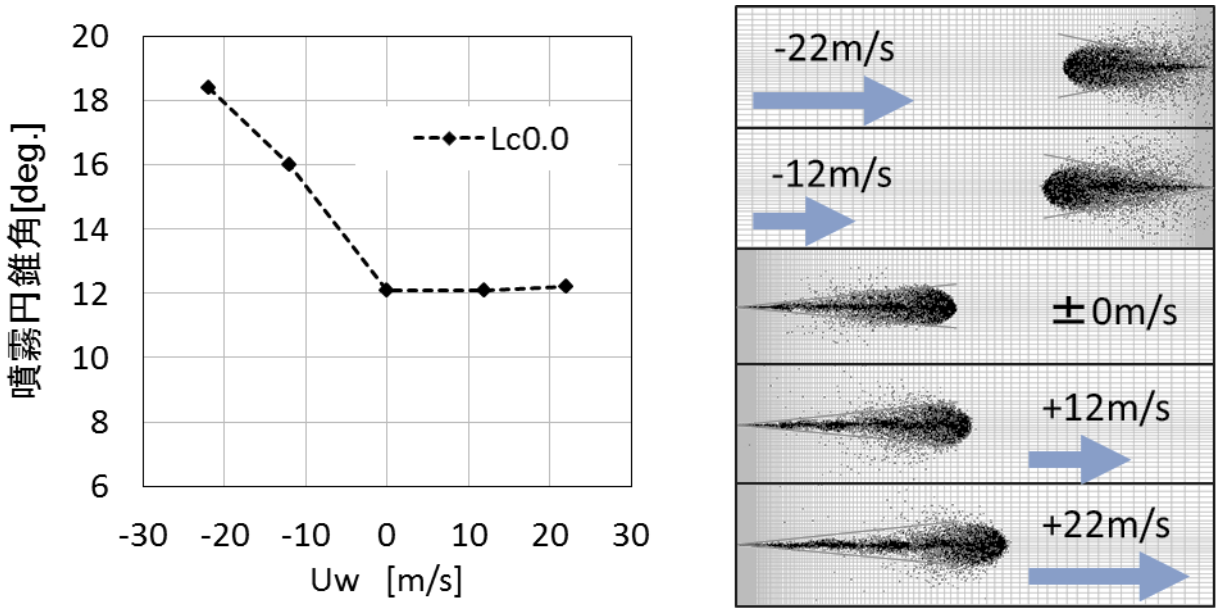


図 4.12 噴霧円錐角の比較

(b) 気流条件の影響を考慮した数値計算

(b-1) 分裂・衝突モデルの改良

第 3 章との重複になるが, 再度, 液滴の分裂・衝突モデルの説明を以下に示し, 分裂長さの詳細な説明および新たに導入する液滴間の衝突を考慮する長さについて説明する.

ディーゼル噴霧の液滴分裂モデルとして Blob method(一次分裂)と KH-RT モデル(二次分裂)の組み合わせが多用され, この場合, 燃料は一次分裂の段階で既に液滴として噴射され, 二次分裂では液柱表面から離脱する小液滴群を放出する KH breakup モデルが先ず適用され, 噴孔からの液滴到達距離を無次元化した値(L_d/L_0)が一般に分裂長さ(L_b)と呼ばれる位置に到達した時点から, 液滴自体の分裂を模擬する RT breakup モデルが活性化され, 以後は急速に微粒化が進行する. その概念を図 4.13 に示す. L_d/L_0 は(4-2)式に定義するように噴孔直径(d_{noz})などで定義する L_0 で無次元化

され，定数 C_0 は KIVA コード中で 10 に設定される． L_b は筒内形状などに合わせて選択する変数である．

$$L_d / L_0 = (U_{inj} \cdot t_{inj}) / (C_0 \cdot d_{noz} \sqrt{\rho_l / \rho_g}) \tag{4-2}$$

次に液滴間の衝突モデルの取り扱いについて説明する．噴霧内の液滴の衝突で生じる液滴同士の合体は分裂による微粒化を相殺する効果があり，過度に合体が生じると噴霧到達距離や平均粒径の増大を招くことがある[11]．従って，一次分裂と二次分裂からなる分裂モデルを用いる場合，同一の噴霧内では液滴衝突を非考慮とする例も近年では多くなっている．

しかし，実験結果から，フラグメントのような内部構造は存在しないものの噴射開始直後の噴霧も発達後の噴霧と同様の形状を有していること，また噴射最初期には液柱表面での分裂が支配的であることが示された．従って，一次と二次の分裂からなるモデル化には相応の妥当性があるが，噴霧先端部の拡大と空気流動の形成を考慮すると，液滴の衝突と合体が生じる衝突長さには制約が必要と考えられるため，以下のような改良を行った．

本研究では，図 4.14 のように液滴間の衝突を考慮する長さ(以下では衝突長さ:L_c)を新たに導入し，噴孔近傍の噴霧の観察結果に基づいて，このモデル化の妥当性の検証を行う．衝突長さ L_c を考慮する場合，分裂長さ L_b と同様に噴霧到達距離 L_d を L_0 で無次元化した値が，設定する衝突長さ L_c の制限以内であれば衝突計算が行われ，L_c=0 は衝突非考慮，L_c=∞は常時衝突考慮となる．

図 4.15 は分裂長さ L_b，衝突長さ L_c を各々KIVA3-V に導入し，L_b＝1.0～3.0，L_c= 0(衝突非考慮)~∞(常時衝突考慮)まで変化させ，噴孔径 0.23 mm，噴射圧 60 MPa，風洞内圧 1.1 MPa の条件における静止空気中の噴霧伝ぱを予測した結果である．

分裂長さ L_b を変更することにより噴霧到距離が変化するのが見られる．本研究では重油噴霧の密閉容器内の計測で検証された L_b = 3.0 を選択することとした．

衝突長さ L_c に関しても噴霧到達距離に変化が見られ，L_c を大きくするほど到達距離は伸張し，衝突非考慮と常時考慮での到達距離を 3.0 ms ASOI で比較すると，後者の方が 18%程度大きくなっている．さらに，液滴の分裂が進行して伝ぱ速度が不連続的に低下する到達距離も，衝突長さに応じて増大している．ただし，L_c が 7.0 を超えると到達距離は増加しなくなり，単一噴霧内での液滴衝突は実質上，噴孔直径の数倍の範囲で生じていることがわかる．なお，一次分裂で投入される噴孔径程度の液滴群は，各液滴間の直径差と相対速度が小さく，衝突を起こしても合体には至らないことを確認している．本研究では，以上の考察に基づき，計測値に近い予測結果を与える衝突長さとして L_c =1.25 を選択することとした．

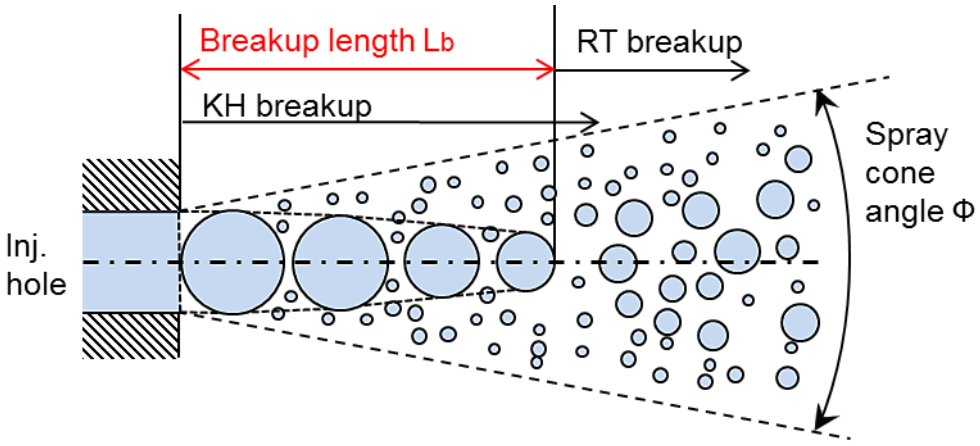


図 4.13 KH-RT breakup による液滴分裂の概念

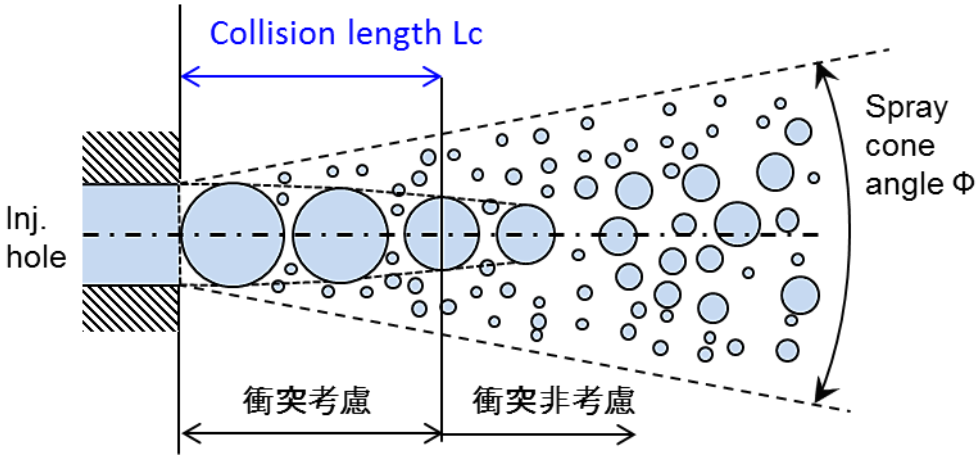
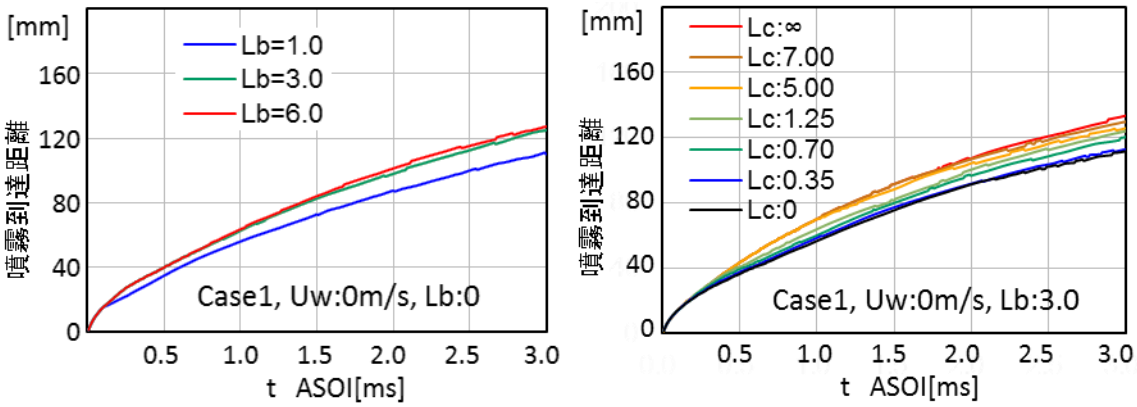


図 4.14 衝突距離の概念



(a) 分裂距離 Lb の考慮　　(b) 衝突距離 Lc の考慮

図 4.15 分裂距離，衝突距離の噴霧到達距離への影響

(b-2) 噴霧円錐角への気流の影響考慮

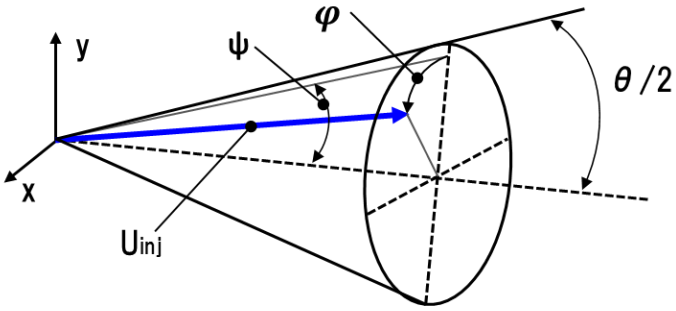


図 4.16 一般的な KIVA における噴霧角の決定手法

KIVA による計算では，燃料液滴の噴射時における噴射方向は図 4.16 のように噴霧角 θとして初期に入力した固定値から計算される．図に示すように，入力された噴霧角によって形成される円錐中において，ランダム数([0,1])に選択されるφ，ψ の組合せで定義される方向へ液滴は噴射される．ψ(噴射角)は，実際の計算において，

$$\psi \quad = \theta \times [0,\ 0.5] \tag{4-3}$$

として決定され，これを基に液滴の持つ各成分の速度が計算される．

本研究では周囲流速の影響を考慮した噴霧円錐角決定を行うため，この噴霧角 ψの決定において以下のような改良を行った．

$$\psi = \theta \times [0,\ 0.5] \times \left(1 \mp A \frac{|U_{air_pj}|}{|V_{inj}|}\right) \quad \begin{cases} U_{air} \cdot V_{inj} > 0(\text{順方向噴射}) \\ U_{air} \cdot V_{inj} \leq 0(\text{逆方向噴射}) \end{cases} \tag{4-4}$$

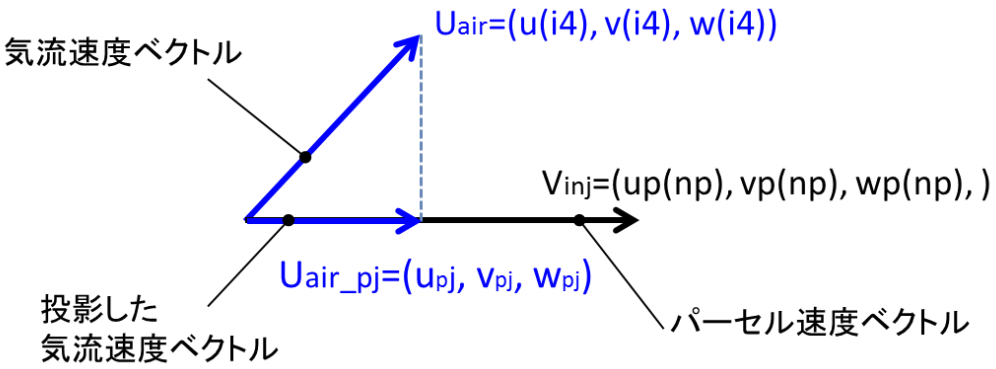


図 4.17 パーセル速度のセル速度に対する投影

噴霧の周囲気流による噴霧角の変化の再現には，液滴群であるパーセルの速度(V_{inj}=(up(np),vp(np),wp(np)))と，周囲気流の速度を表すセル速度(U_{air}=(u(i4),v(i4),w(i4)))の大きさの関係を用いる．ここで，本研究では噴射方向に平行な気流のみの影響の考慮に留まるため，これを反映して，気流とパーセルの速度ベクトルが平行になるように図 4.17 のように周囲気流の速度ベクトルをパーセルの速度ベクトルへ投影したベクトル(U_{air_pj})の大きさを周囲気流の速度として扱うとこととする．これらを用いて，実験より得られた結果を基に式(4-4)のように噴霧角の決定式に導入した．モデル定数である A は．実験より得られた結果より A=5 を選択する．順方向，逆方向の噴射による噴霧円錐角の増減の再現には，周囲気流の速度ベクトルと液滴の速度ベクトルの内積を用いて式(4-4)のよう判断し，式中の符号を決定することで行う．

(b-3) モデル改良の結果

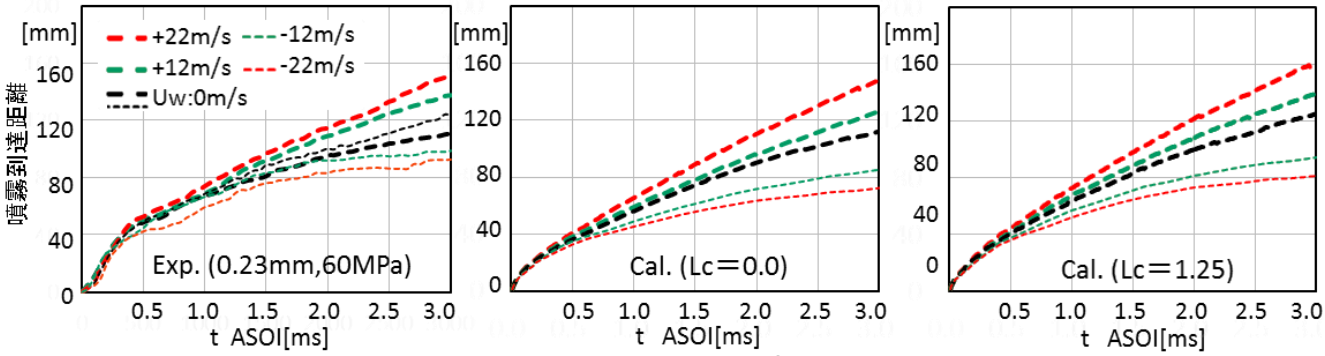
まず，分裂距離 L_b および衝突距離 L_c を，矩形格子での噴霧伝ぱ予測の計算に導入した計算結果を示す．

計算条件は(a)で扱った，Case_7(d_{noz}:0.23mm, P_{tun}:1.1MPa, P_{inj}:60MPa), Case_8 (d_{noz}:0.23mm,P_{tun}:1.1MPa,P_{inj}:27MPa), Case_9(d_{noz}:0.27mm,P_{tun}:1.1MPa,P_{inj}:60MPa)とした．

図 5-20, 5-21, 5-22 には各々上記の 3 条件における実験結果を(a)に示し，分裂距離として L_b=3.0，衝突距離として L_c＝0.0(衝突距離非考慮)または L_c=1.25 を適応した計算結果を(b),(c)に示す．図 5-23 には図 5-20(Case1)における(b), (c)の各設定での液滴のザウター平均粒径(SMR: Sauter Mean Radius)の時間的変化を示す．

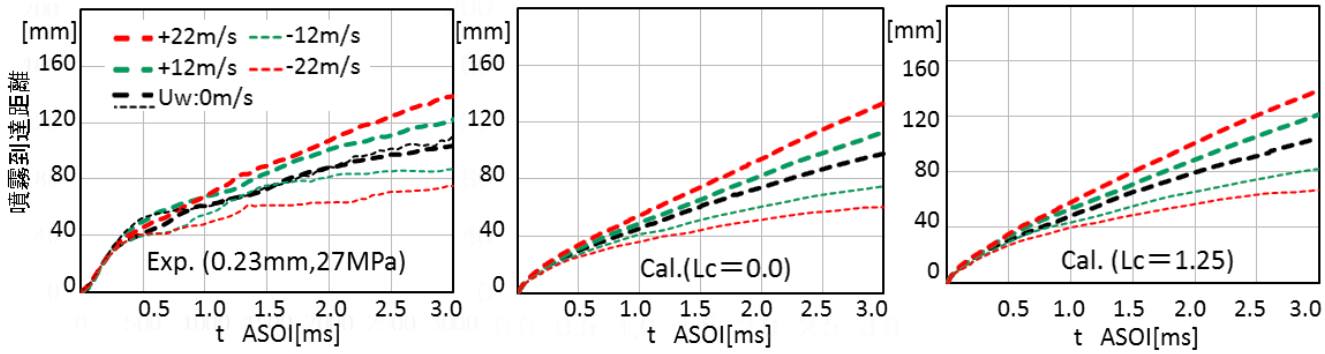
図 4.18, 4-19, 4-20 の各図の液滴間衝突が非考慮である(b)では，噴霧到達距離は実測値よりも全体的に短く，負の気流速度で示される逆方向の噴射条件でかい離が大きくなっている．一方，液滴間の衝突を考慮する(c)では，逆方向噴射を含め，噴霧発達後の到達距離では実測値を良く再現していることがわかる．図 4.21 の平均粒径は，衝突距離非考慮の(b)で噴射直後から 0.1 ms ASOI 前後までに粒径が急激に減少している．一方，衝突考慮の(c)では噴射直後は同様に粒径が急減するものの，衝突を許容することにより液滴の合体が生じることで粒径が一時的に増大し，結果的に粒径の減少が緩和されることがわかる．このことが，衝突長さ Lc の導入による噴霧到達距離の伸長をもたらしていると推察される

しかしながら，実験結果に明らかな 0.3 ms ASOI 付近までの非減速的な噴霧伝ぱとその直後の急激な減速が再現できないこと，気流速度が負の相対速度の大きな条件で到達距離が過小評価されるといった考慮すべき点が残る．



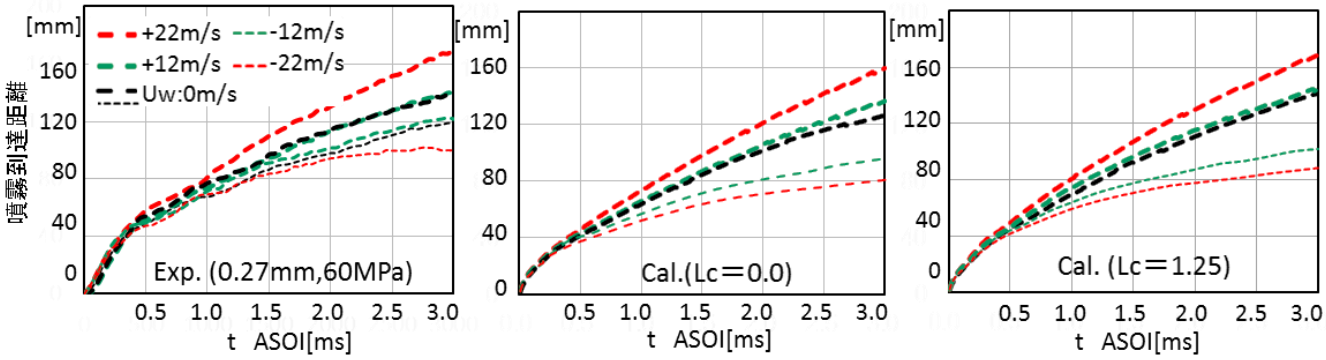
(a) 実験結果　(b) Lc = 0.0 (非考慮)　(c) Lc = 1.25

図 4.18 衝突距離考慮の計算結果 Case_7 (d_{noz}: Φ0.23mm, P_{tun}: 1.1MPa, P_{inj}: 60MPa)



(a) 実験結果　(b) Lc = 0.0 (非考慮)　(c) Lc = 1.25

図 4.19 衝突距離考慮の計算結果 Case_8 (d_{noz}: Φ0.23mm, P_{tun}: 1.1MPa, P_{inj}: 27MPa)



(a) 実験結果　(b) Lc = 0.0 (非考慮)　(c) Lc = 1.25

図 4.20 衝突距離考慮の計算結果 Case_9 (d_{noz}: Φ0.27mm, P_{tun}: 1.1MPa, P_{inj}: 60MPa)

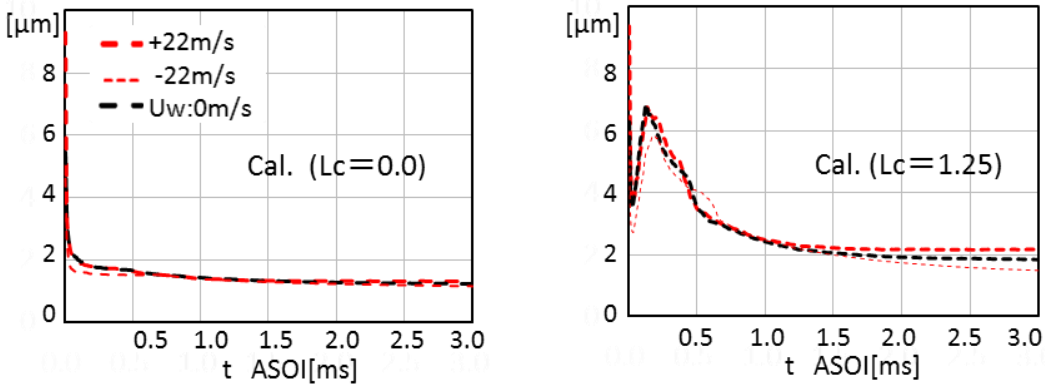
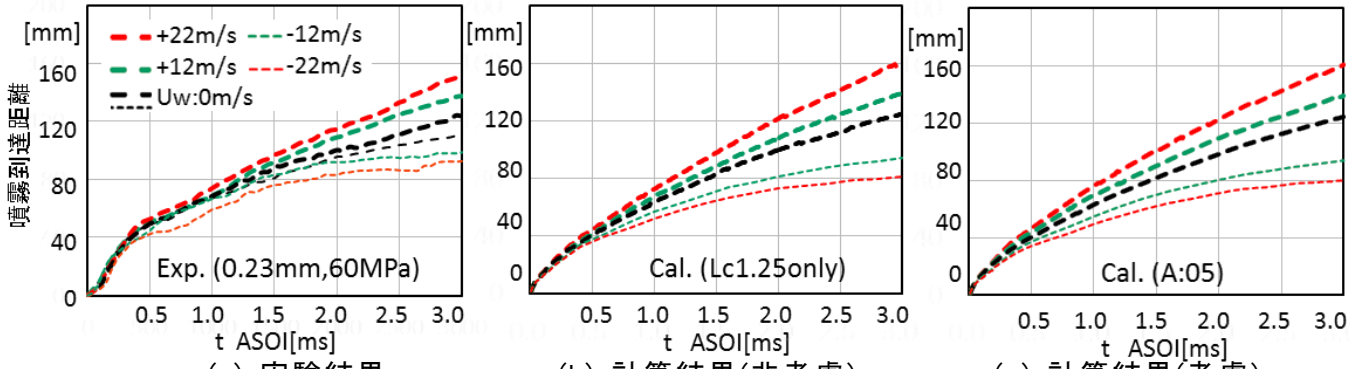


図 4.21 Case_7 における平均粒径(SMR)の計算結果

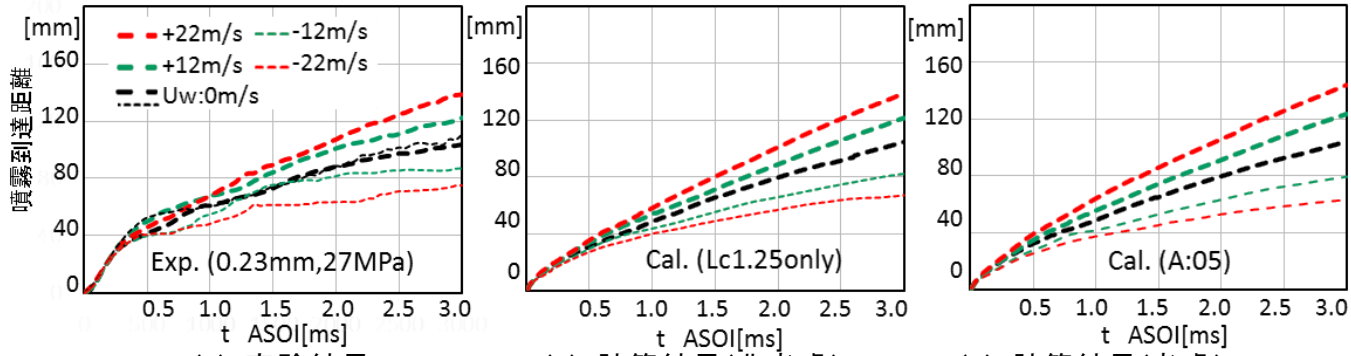
続いて，周囲気流の影響を噴霧円錐角決定に導入した計算結果を以下に示す．衝突距離の検討で扱った Case_7,Case_8,Case_9 を条件とし，衝突距離として Lc:1.25 を導入した計算を基準とする．図 4.22, 4-23, 4-24 各図の(a)に実験結果，(b)に噴霧円錐角への改良非考慮の計算結果，(c)に改良考慮の計算結果を示す．図 4.25 には図 4.22(Case_7)における(b)，(c)の各設定での噴霧円錐角の計測結果を示す．

噴霧円錐角への改良が非考慮の(b)では図 4.18, 4-19, 4-20, 4-21 の衝突距離の考慮で課題として挙げた，噴射初期での噴霧到達距離の過小評価が見られるが，改良考慮の(c)では噴霧到達距離が伸長し，実測に近い値を再現していることがわかる．



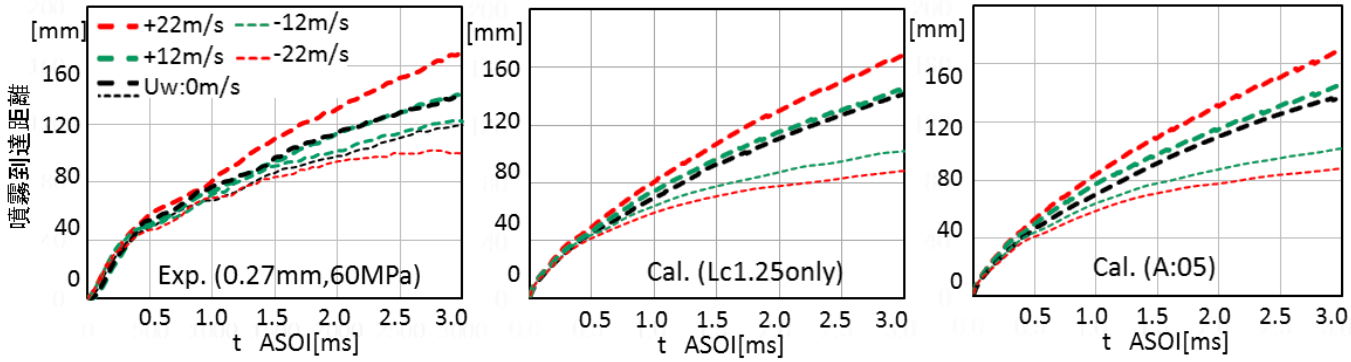
(a) 実験結果　(b) 計算結果(非考慮)　(c) 計算結果(考慮)

図 4.22 噴霧円錐角の改良計算結果 Case_7 (d_{noz}: Φ0.23mm, P_{tun}: 1.1MPa, P_{inj}: 60MPa)



(a) 実験結果　(b) 計算結果(非考慮)　(c) 計算結果(考慮)

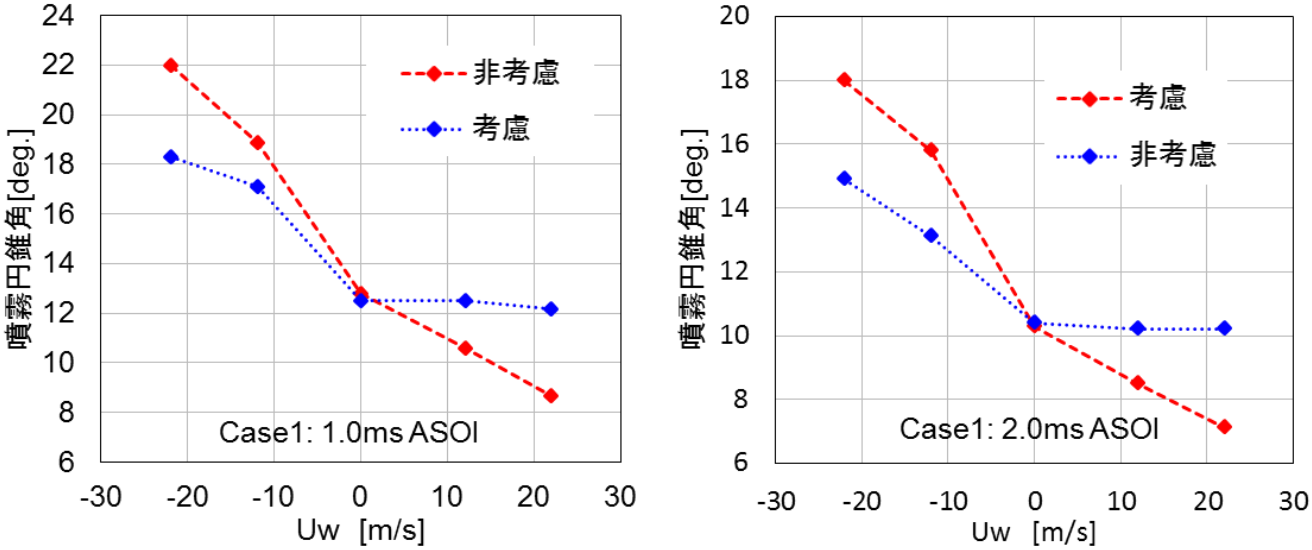
図 4.23 噴霧円錐角の改良計算結果 Case_8 (d_{noz}: Φ0.23mm, P_{tun}: 1.1MPa, P_{inj}: 27MPa)



(a) 実験結果　(b) Lc = 0.0 (非考慮)　(c) Lc = 1.25

図 4.24 噴霧円錐角の改良計算結果 Case_9 (d_{noz}: Φ0.27mm, P_{tun}: 1.1MPa, P_{inj}: 60MPa)

図 4.25 の噴霧円錐角は，改良非考慮の条件では図 4.12 のように順方向の噴射条件において実測に見られる噴霧角の減少が確認されない．一方，改良考慮の場合では順方向噴射において噴霧円錐角が周囲気流速度 U_w に応じて減少しており，実測の傾向をよく再現していることがわかる．この順方向噴射の条件における噴霧円錐角の改善が，特に順方向噴射の条件において噴霧到達距離での改善をもたらしたと推察される．



(a) 1.0ms ASOI　　(b) 2.0ms ASOI

図 4.25 噴霧角の影響を考慮した計算結果(Case1)

以上，4-6 項以降より，以下の結果を得られた．

- 噴霧に平行な低乱流強度の気流下では，気流速度に応じて到達距離の伸張と噴霧円錐角の減少が生じるが，噴霧体積では増加する．
- 液滴の分裂と衝突は噴孔から数 mm 内の液柱先端と表面で主に発生し，噴射開始直後から発達後と同様の噴霧形状を示すが，気液の相対速度の影響は噴射初期から認められる．
- 液滴衝突と合体の有無により，予測される到達距離や準定常的伝ぱの遷移位置等が変化するが，衝突の考慮範囲を噴孔近傍に限定することで計測値との良好な一致が得られた．
- 気流速度の噴霧円錐角への影響の考慮により，噴射初期の噴霧到達距離が改善され，計測値と良好な一致が得られた．

本章 4.5 項までに記述の噴流到達距離に関してはディーゼル噴霧と同様の傾向を示すことを確認しており，数値計算に関しても，上述のディーゼル噴霧の噴射初期における衝突判定の考慮及び気流速度の噴霧円錐角を考慮する場合，噴射初期の噴流到達距離が改善されると考えられる．

第 5 章　PIV を用いたガス噴流の空気導入過程に関する研究

5.1 概要

筒内直接噴射式ガス(GI)エンジンのガス燃料と空気の混合気形成は，有害な窒素酸化物(NOx)と燃料消費率の削減の実現のための燃焼制御に非常に重要なものである．したがって，燃焼室内，特にノズル近傍で起こる混合気形成の物理現象を把握することが必要である．燃焼の最適化には，まず噴流によって誘起される周囲空気の動きを理解しなければならない．

空気導入過程の計測には広くレーザーを利用した計測が行われるが，エンジンの燃焼室内は高圧場であること，さらに高密度のガス燃料を使用するという特性のため，計測が非常に困難なものとなっている．

一方でディーゼル噴霧によって誘起される周囲ガスの動きに関する研究は PIV(Particle Induced Velocimetry)，LIF(Laser Induced Fluorescence)を用いて，多くの研究がなされている．Lee[16]は LIF-PIV 手法を用いて，DI ガソリンエンジンの旋回流によって引き起こされる周囲空気の速度を計測した．Zhu[17]もまた，LIF-PIV 法を直噴ディーゼル噴霧に適用した．Bruneaux[18]は LIF と PIV をそれぞれ使用し，ガス噴流の速度場を計測した．ディーゼル噴霧の発達過程の可視化には LIF-PIV 法が使用されるべきであるが，ガス噴流の発達過程の可視化には蛍光染料は使用できないため，PIV 法を用いることが望ましい．しかし，現在まで時実施されている PIV 法では計測周波数が小さく，さらに噴霧の発達過程も微小領域しか観察することができなかった．

従って，本研究では 20kHz のサンプリング周波数に対応した時系列 PIV 手法をガス噴流に適用し，その空気導入過程の詳細な観察を行った．

5.2 実験手法及び条件

本研究では，第 2 章に記載のシャドウグラフと PIV を用いて，ガス噴流の平均速度と周囲空気の速度を計測するため，急速圧縮膨張装置(RCEM)を使用した．RCEM はピストンを上死点にて固定し，RCEM を定容容器として取り扱った．

表 5.1. 実験条件

	RCEM 条件		噴射条件
充填空気温度 [K]	300	ノズル噴孔径 [mm]	1.6
充填圧力[MPa:	3	使用燃料	Methane
空気密度 [kg/m^3]	36.0	噴射圧 Pi [MPa]	10, 20, 30
		噴射期間 [ms]	10

噴射系には，噴射タイミングを制御するため，油圧駆動電子制御ガス噴射弁を使用した．ガスブースターポンプ(MAXIMATOR)ガス噴射弁に装着されたガスアキュムレータを 50MPa まで加圧する．本研究では噴射圧はアキュムレータ圧と同等とした．図 1 に容器内の噴射系とシャドウグラフにて撮影した画像の概略を示す．図 5.2 にガス噴射弁の断面図を示す．

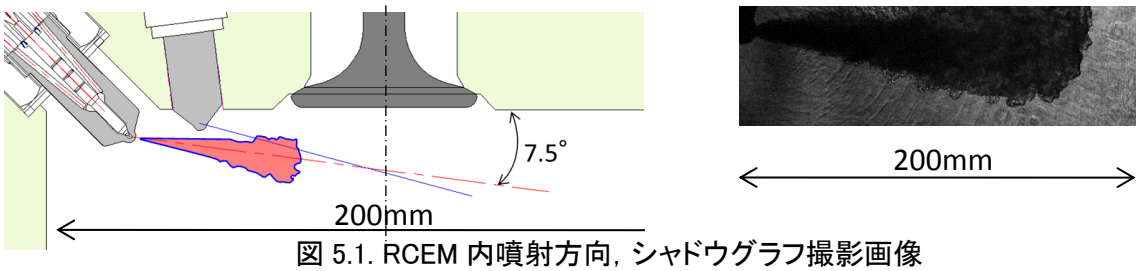


図 5.1. RCEM 内噴射方向，シャドウグラフ撮影画像

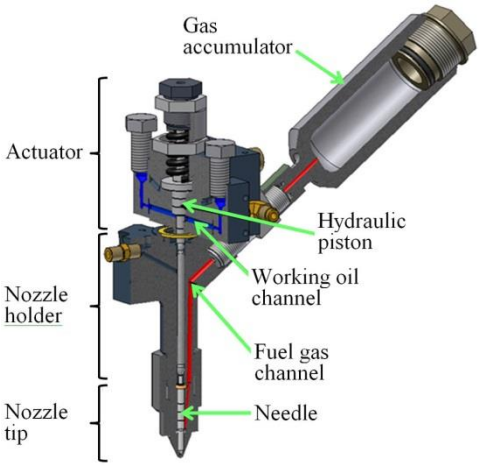


図 5.2 ガス噴射弁断面図

5.3 実験結果

5.3_a 噴霧到達距離及び噴流円錐角に関する考察

図 5.3 はシャドウグラフ画像から得られた 3 条件の噴射圧を持つガス噴流の 1.1msec までの初期噴流到達距離を示している．3 条件共に，時間とともに到達距離が線形に推移していることが確認できる．到達距離の傾きより，それぞれのガス噴流先端の速度は 37,50,56m/s であることが計算できる．この結果より，ガス噴流でもディーゼル噴霧と同様に噴射圧に対応して，平均速度が上昇する事がわかる．

図 5.4 に噴射開始後 0.2msec の噴流円錐角の比較画像を示す．3 条件の噴流到達距離を比較した場合，0.2ms までの噴流到達距離に明確な違いはないが，噴流円錐角の違いから，噴射された体積は大きく異なることが示されている．この現象は第 4 章で記述したディーゼル噴霧での観察結果と同様の傾向である．噴射開始後，0.2msec 後より，到達距離に違いが発生しており，噴射圧が上昇するほどに到達距離が大きくなっていることが確認できる．その結果，噴流の平均速度も異なっていることがわかる．

図 5.5 は噴射圧 30MPa での 30 μsec までのシャドウグラフ撮影画像である．高密度のガス噴流は噴射されたのち，空気抵抗により変形し，ディスク状となることが確認できる．これは第 4 章で記述した，ディーゼル噴霧の微視的な観察結果のものと同様である．その後，参考文献[19]で明らかにされたディーゼル噴霧と同様に，渦を形成しながら筒内を伸長していくと考えられる．

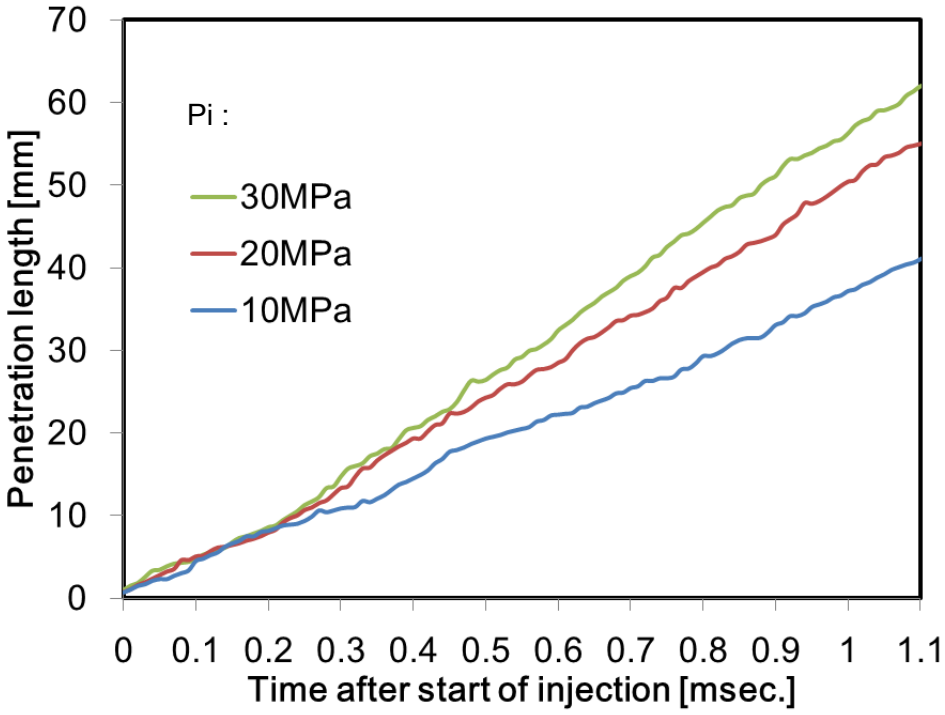


図 5.3.噴流到達距離の比較

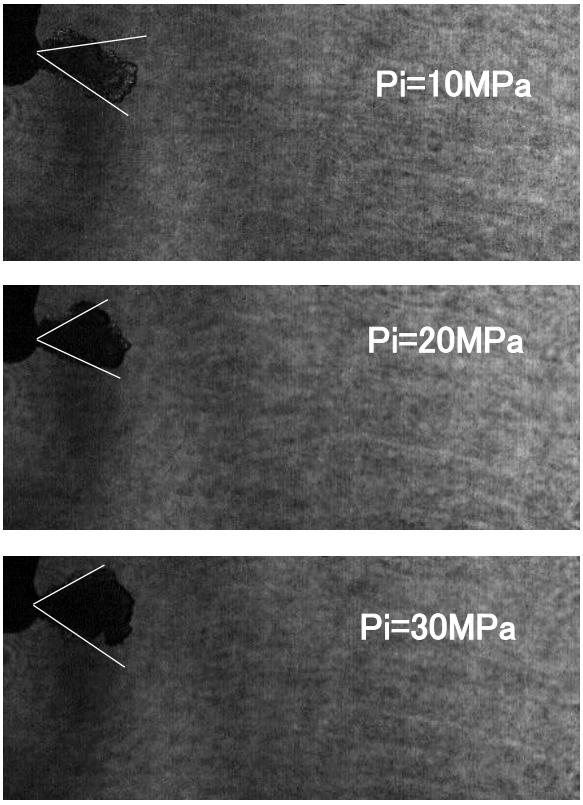


図 5.4 噴流円錐角の比較
0.2msec ASOI

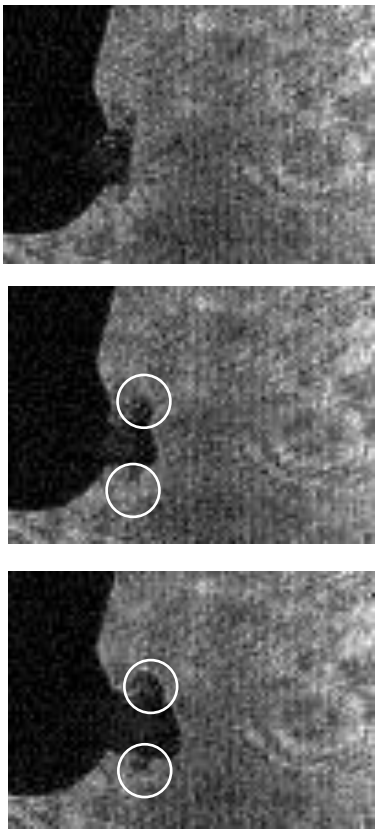


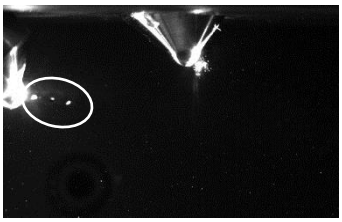
図 5.5. 30 μsec までの拡大画像［噴射圧 30MPa］

5.3_b 不足膨張噴流について

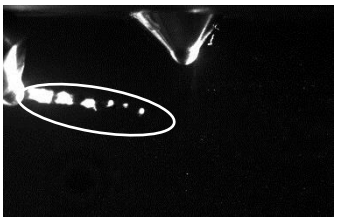
本研究で用いたガス噴流は参考文献[20]より，不足膨張噴流に分類される．各噴射圧条件下での臨界圧力を表 5.2 に示す．全条件にて充填圧 3MPa を超えていることが計算できる．不足膨張噴流はマッハディスクとショックセルを形成する．その流れはマッハディスク上流で音速となり，下流では亜音速となる．図 5.6 は，噴射圧 20MPa，30MPa におけるレーザーによる散乱撮影画像を示す．この図にて，噴流内のショックセルが観察できる．ショックセルはその高密度のガス蒸気をレイリー散乱により可視化した．ショックセルの数は噴射圧が増加とともに増加することが確認できる．

表 5.2 噴射圧力と臨界圧力

噴射圧［MPa］	10	20	30
臨界圧力［MPa］	5.43	10.9	16.3



(a)Pi=20MPa



(b)Pi=30MPa

図 5.5. 不足膨張噴流によるショックセル形成 8.8ms ASOI

5.4 PIV により得られたガス噴流の伸長過程

5.4_a ガス噴流の空気導入過程

図 5.7 はガス噴流により形成された周囲空気速度の瞬時値を表したものである. これは, 速度ベクトルを識別するために PIV 画像の初期画像を重ね合わせたものである. レーザーシートは画像の右から左に向かってガス噴流へと照射されている. 図に示す通り, ガス噴流の周りの気体の速度は得られたが, 噴流自体の速度は, 内部が高速且つ高乱流であるため, 得ることができなかった. 図 5.6 からは以下の事が確認できる.

〈ノズル近傍について〉

周囲ガスはガス噴流へ随伴し, ショックセルの消滅後より, 空気導入が活発となる.

〈ガス噴流中盤〉

ガス噴流により, 渦が形成される

〈ガス噴流先端〉

ガス噴流先端部の周囲ガスは噴射方向へ向かって押しやられている.

さらにガス噴流の到達により, 周囲空気は加速されており, 特にガス噴流との境界面で最もその速度が上昇することが確認された

図 5.7 下部は噴射開始後, 1.75ms の状態を表したものである. この図では 2 つの渦が形成されていることがわかる. 連続的な速度場データより, 渦は噴射期間中に, 生成と消滅を繰り返していることが確認された. 図に示した速度場は 2 次元の速度ベクトルのみ表現するものであるため, 渦は図の深さ方向にも存在していると考える事ができる. 結果としてガス噴流はノズル近傍にて, 周期ガスを導入し, 渦の形成により, 周囲ガスと噴流の混合が促進されるものと考えられる. ディーゼル噴霧の場合, 蒸発過程が考慮されるが, 空気導入と混合気形成はガス噴流によるものと同様の過程だと考えられる.

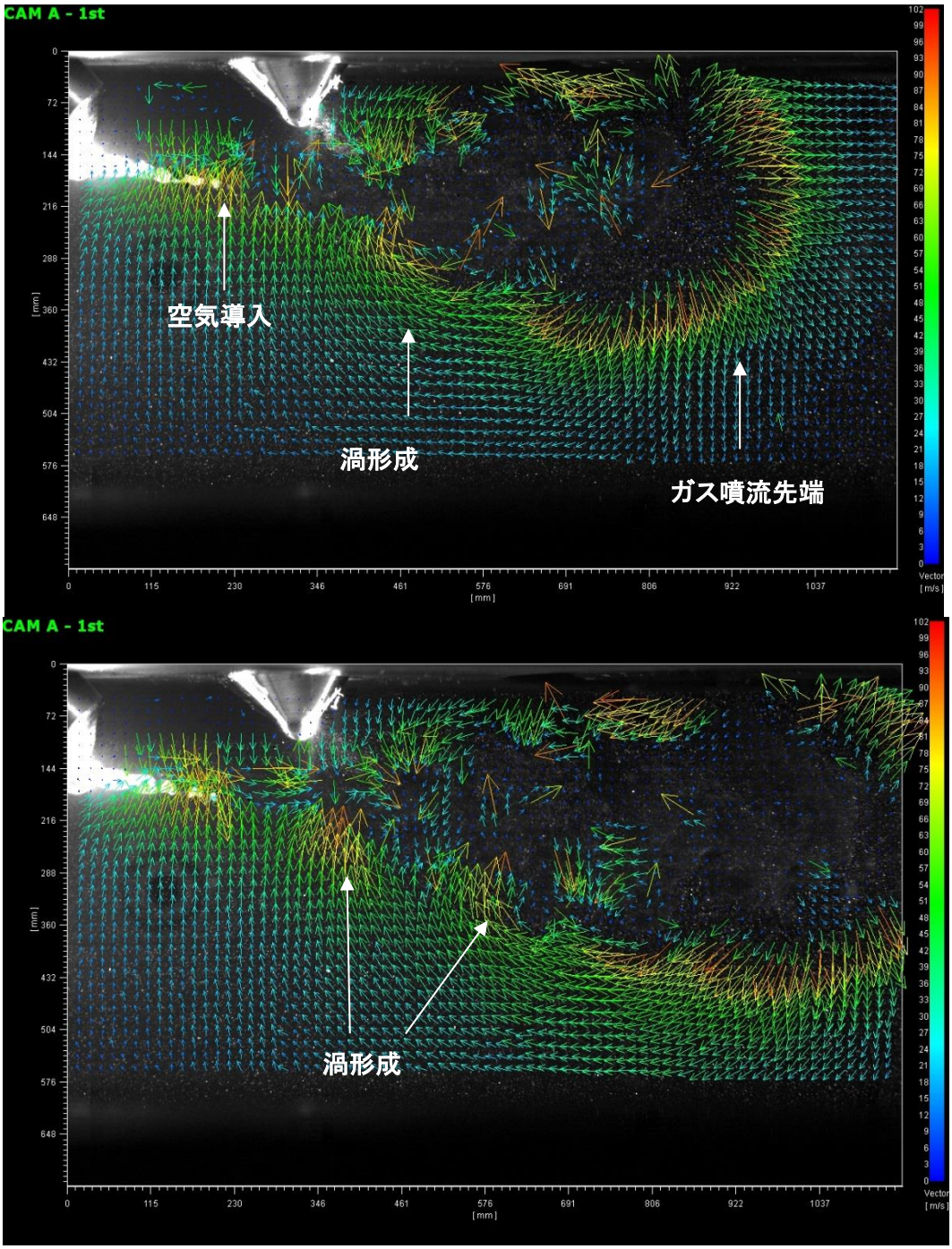


図 5.7 PIV により得られた速度場(噴射圧 30MPa)

(上部 1.35ms ASOI 下部 1.75ms ASOI)

5.4_b ガス噴流の発達過程

図 5.8 は 20kHz で撮影したガス噴流の発達過程の速度場を示したものである．噴射圧は 30MPa である．この図の通り，2.25ms にて生成した渦が噴射方向へ遷移していることが確認できる．渦はガス噴流と周囲ガスの境界面に発生し，ガス噴流は周囲ガスよりも速く，領域内を進んでいく．したがって渦は噴射方向へと引きずられていく．さらに渦は下流へ引きずられていくとともに拡大している．この事象は，空気導入に乱流の役割が大きいことを示している．よって空気導入は渦によって生成される速度場が大きな役割を担うとともに，その渦が混合気形成へ大きく寄与していると考えられる．

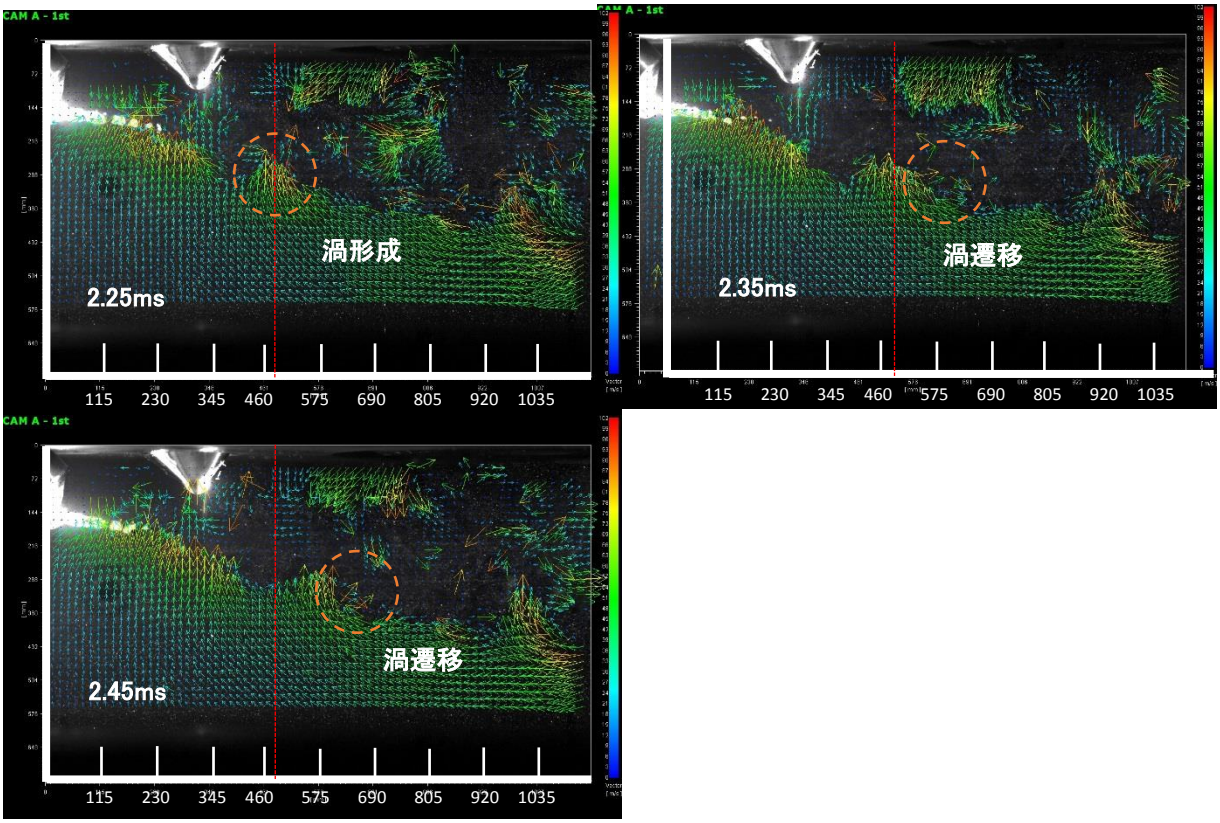


図 5.8. PIV により得られた速度場　噴射圧 30MPa（2.25ms 2.35ms 2.45ms ASOI）

5.4_c 高圧噴射が周囲空気へ及ぼす影響

図 5.9 は噴射圧 20MPa 及び 30MPa の 2 条件における噴射開始後 5ms までの周囲空気の平均速度を示したものである. 高圧噴射条件(30MPa)において, ノズル近傍及びガス噴流と周囲空気の境界面において, 平均速度が上昇していることが確認でき, 同時にガス噴流への空気導入も活発になっていると考えられる. 西田らはは, ディーゼル噴霧の高圧噴射によって, 空気導入が増加することを明らかにしている[21]. したがって, 噴射圧の増加により, 空気導入が促進されること, ガス噴流をディーゼル噴霧と同様に考えることは, 合理的なことであると言える.

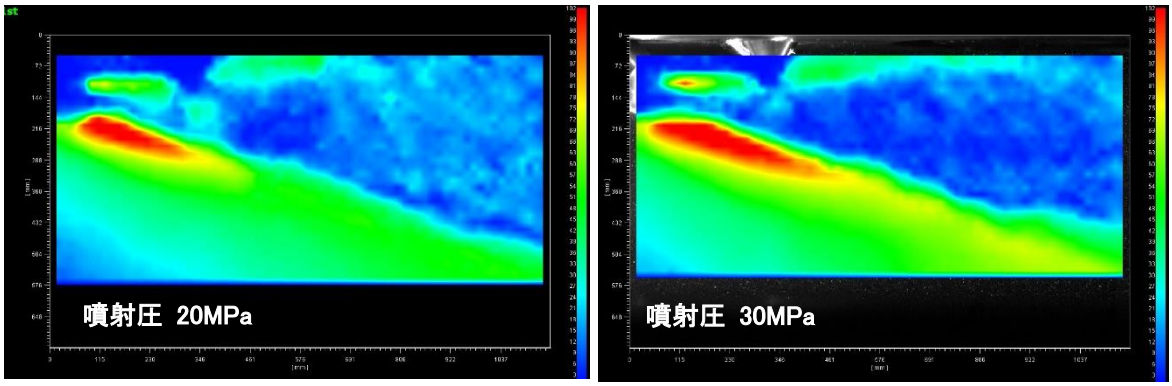


図 5.8. 噴射圧の相違による周囲空気の平均速度

結論

本研究の目的は時系列 PIV 手法を用い, 高圧のガス噴流周りの周囲空気の速度を計測することで, 同様の傾向を持つディーゼル噴霧の空気導入を検証することであった. 以下本研究で得られた結論となる.

1. 3条件の異なる噴射圧による噴流貫通距離は時間と線形の関係にあり, 噴流の平均速度はディーゼル噴霧と同様に, 噴射圧の増大とともに大きくなる.

2. 定容容器内に噴射されたガス噴流と周囲空気の間には 3 点の特徴が観察された. ノズル近傍において, 周囲空気はガス噴流に随伴し, ショックセルの消滅後, 噴流内への空気導入を促進する. ガス噴流中盤においては, 渦の生成が確認される. ガス噴流先端では周囲空気は噴射方向と同方へ押し込まれる.

3. ガス噴流の到達により, 周囲空気は加速され, 特にガス噴流との境界面で最も早くなることが確認された.

4. ガス噴流と周囲空気の境界面で生成する渦によって, 空気導入が促進され, 混合気形成へ大きく寄与している.

5. 噴射圧力の増大により，ノズル近傍及びガス噴流と周囲空気の境界面において，平均速度が上昇していることが確認でき，同時にガス噴流への空気導入も活発になる.

6.筒内直接噴射式(GI)ガスエンジンの燃焼過程の光学的検証に関する研究

6.1 概要

前章までにガス噴流をディーゼル噴霧との比較を行いながら，到達距離，空気導入仮定の面から考察を実施した．本章では，ガス燃料を大型舶用 2st ディーゼルエンジンに転用した場合のガス燃焼の可視化を急速圧縮膨張装置(RCEM)にて実施し，ディーゼル燃焼との比較を行った．さらにガス燃料の噴射タイミングが燃焼に及ぼす影響についても観察を行い，さらに窒素酸化物削減に効果のある EGR(排気再循環)を模擬するため，RCEM 内の酸素濃度を変更した場合の燃焼を検証した．

数値計算では，第 3 章で記述したガスパーセルモデルを導入した 3 次元 CFD コード KIVA3V を用い，EGR を模擬した条件での解析を行い，排ガス組成に関し，実験と数値計算の妥当性の評価を行った．

6.2 実験装置

本実験では，前章までと同様に急速圧縮膨張装置(RCEM)を用いた．RCEM の概要を図 6.1，6.2，6.3 に記載する．本研究では可視化を詳細に行い，評価することが必要となる．図 6.3 に記載の燃焼室の可視化を行い，すすの形成を観察するためには，シャドウグラフ法及び BDL 法(Back Diffused Laser Illumination)を用いた．図 6-1 に記載の RCEM 上面から可視化を行った際には，シュリーレン法を用いた．

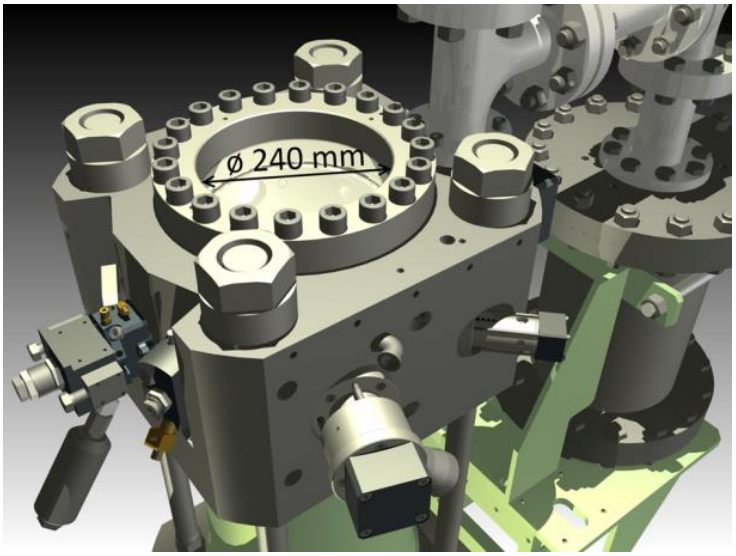


図.6-1 RCEM(急速圧縮膨張装置（6.4 項記載))

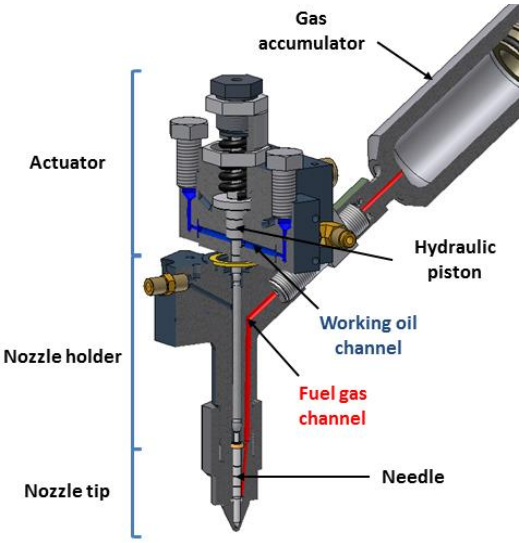
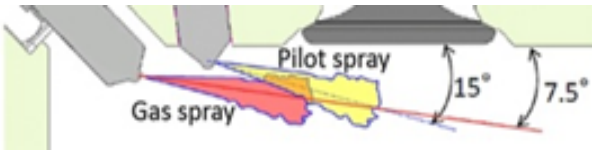


図.6-2. ガス噴射弁



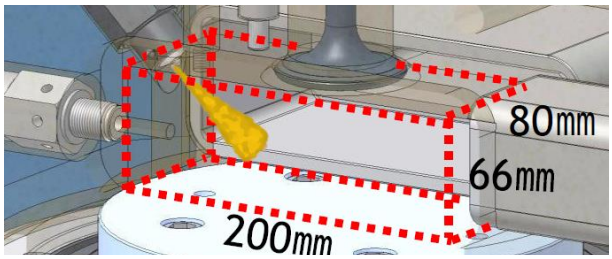


図 6.3 火炎撮影用 燃焼室形状（6.3_a 項）

6.3 実験結果

6.3_a GI 燃焼について

本節では，GI 燃焼がディーゼル燃焼に比べ如何にクリーンであるかを検証するため，火炎内のすす生成を BDL 法にて撮影し，同時に火炎の発生はシャドウグラフ法を用いて撮影した．それらの撮影画像を図 6.4 に示す．本実験では，パイロット燃料を着火源とするもの，及びグロープラグを着火源とするもの 2 ケースの実験を行った．グロープラグを着火源としたのは，パイロット燃料によるすすの発生を除外するためである．図 6.4 内，シャドウグラフ画像の黒い部分は燃焼領域を示しており，BDL 画像の黒い部分はすすの生成領域を示している．

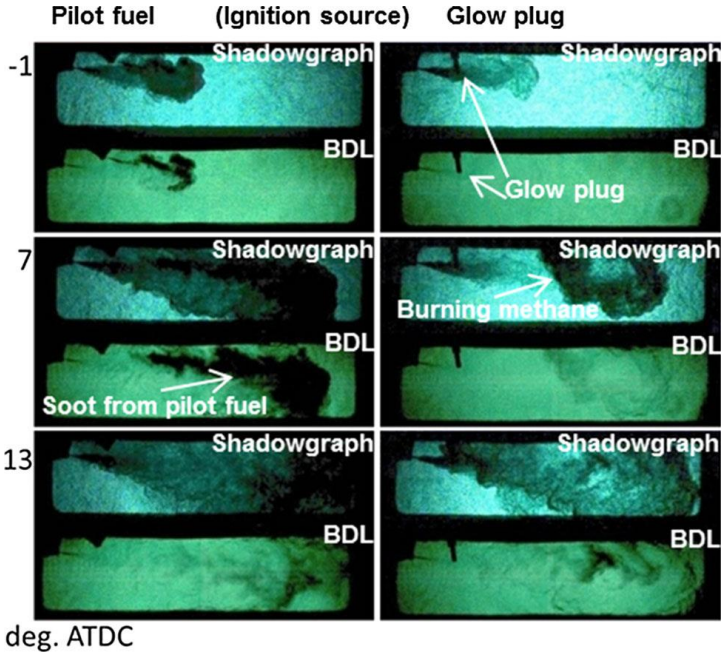


図 6.4 GI 燃焼におけるすす生成比較

〈−1deg.ATDC において〉

パイロット燃料を起源として，火炎先端領域にすすが生成が確認できる．一方グロープラグを着火源とする場合は，すすの生成は確認できない．

〈7deg.ATDC において〉

パイロット燃料の燃焼によって，生成したすすはガス噴射により，火炎先端領域へ押し込まれていることが確認できる．グロープラグを使用した場合，火炎は伸長しているが，すすの生成は確認できない．

〈13deg.ATDC において〉

両ケースともに火炎が燃焼室全体に広がっている．グロープラグを着火源とした場合，若干のすす生成が確認できる．

以上のことより，GI 燃焼はすすの生成がほとんどなく，クリーンな燃焼であると言える．大型低速主機関に適用される直噴 GI 燃焼はパイロット燃料を着火源とするものが主流であるため，そのすす生成はパイロット燃料の燃焼に起因するものであるといえる．

6.3_b GI 燃焼とディーゼル燃焼の比較

本節では，GI 燃焼とディーゼル燃焼の比較を行った．実験条件を以下表に示す．

表.6-1 実験条件

	メイン噴射条件	
	GI	Diesel
ノズル径 [mm]	1.2	0.5
噴射圧力 [MPa]	30	100
噴射開始/終了 [deg.ATDC]	−6.0/18.0	−5.0/18.0
	パイロット噴射条件	
ノズル径 [mm]	0.16	---
噴射圧力 [MPa]	60	---
噴射開始/終了 [deg.ATDC]	−7.5/2.8	---
TDC における RCEM 内圧力 [MPa]	10	
TDC における RCEM 内温度 [℃]	550	

本節の実験を行うにあたり，ディーゼル燃料の噴射量及び噴射圧はガス燃料の燃焼で得られる総発熱量及びガス燃料の噴射期間と同等となるように設定している．

図 6.5 に GI 燃焼，Diesel 燃焼の噴射弁リフト，熱発生率及び直撮画像の比較を記載する．それぞれの噴射期間は噴射弁ニードル部のリフト量をギャップセンサーにより検知することで計測している．総発熱量は熱発生率の積分値となる．各総発熱量は 60 [deg.ATDC]において同値を示しているため，発熱量ベースで同量の燃料が噴射されていることが確認できる．

図 6.5 に示した熱発生率を比較すると，GI 燃焼において，着火後，急激な熱発生率の上昇が見られる．その理由は先立って噴射したパイロット燃料が燃焼しているためだと考えられる．パイロット燃料の着火は −4 [deg.ATDC]における直撮画像からも確認できる．しかし，その後燃焼は緩やかとなり，熱発生率のピークはディーゼル燃焼よりも低くなることが確認できる．後燃えに関してはディーゼル燃焼と同等であることが確認された．

GI 燃焼の直撮画像に着目すると，−4 [° ATDC]にてパイロット燃料が着火し，その後ガス火炎が燃焼室へ広がっていることが確認できる．ディーゼル火炎と比較すると，ガス火炎の輝度は低いことがわかる．これはメタン(CH_4)の C/H 比がディーゼル燃料($C_{16}H_{34}$)のものに比べ小さいためである．(C/H 比とは，燃料中の炭素と水素の質量比を表す．）さらにガス火炎はディーゼル火炎よりも広がりを持って，燃焼室内を伸長していることが確認できる．ガス火炎の伸長はディーゼル噴射圧が 100[MPa]に対し，ガス噴射圧が 30[MPa]と 1/3 程度になっているにも関わらず，同等となっている．ガス火炎のディーゼル火炎と異なる特徴としては，噴射ノズル近傍から初期の着火点間にて，燃焼が確認できないことである．

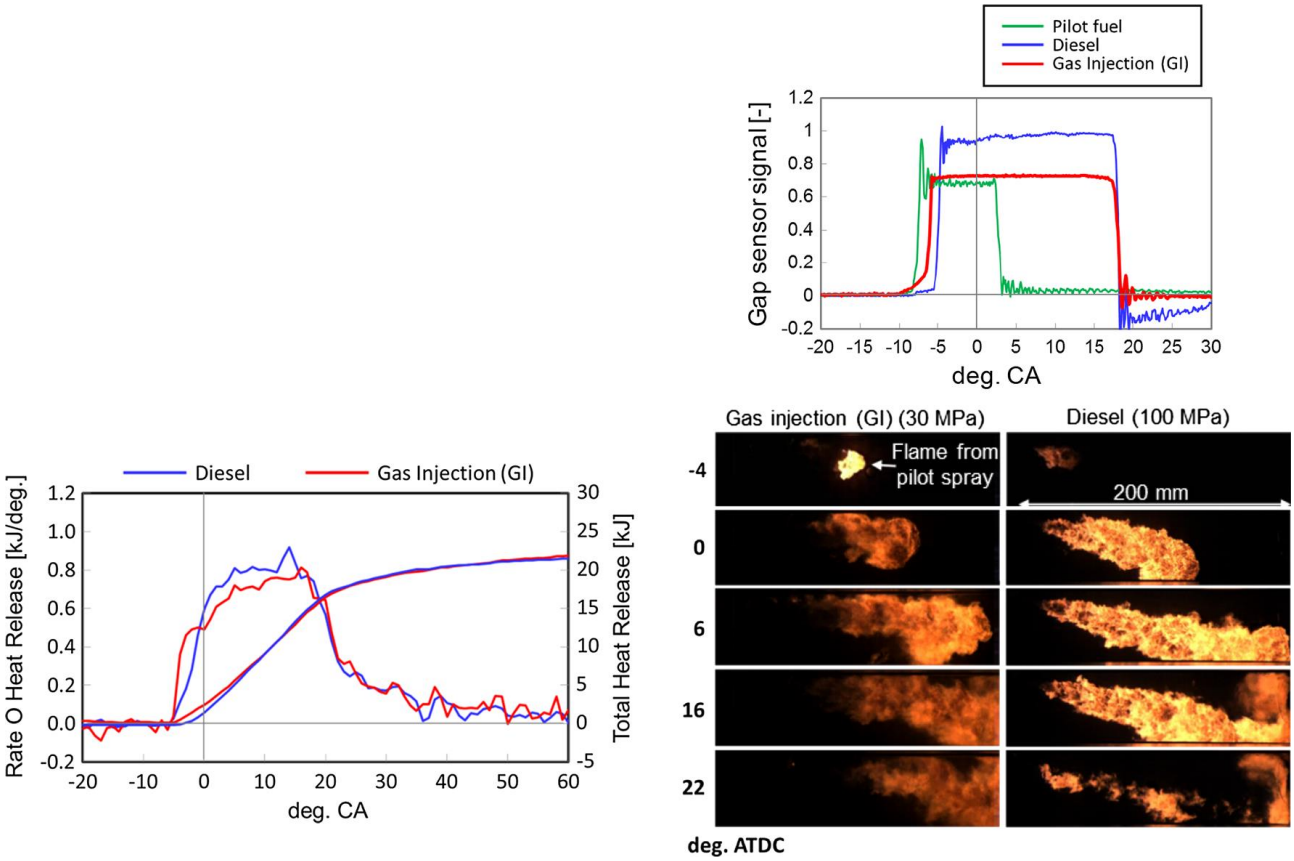


図 6.5 GI 噴射弁リフト/熱発生/直撮画像比較

次に表 6.2 に排気ガスの組成を示す．ガス燃焼はディーゼル燃焼に比べ，CO 排出量が減少しているが，HC 排出量は増加している．本実験での未燃炭化水素は総噴射量の約 0.5%と見積もることができる．4st ガスエンジン等に適用されるリーンバーン燃焼での未燃 CH_4 は一般的に投入量の 2～3%と言われており，直噴ガス燃焼のほうが，未燃 CH_4 は酸くなることが確認できた．CH_4 を燃料とする場合，未燃で排出される CH_4 はメタンスリップと呼ばれる．CH_4 は CO_2 の約 25 倍の温室効果を持っており，如何にメタンスリップを少なくするかが，ガス燃焼の大きな課題となっている．

ガス火炎の輝度が低くなっていることは既に述べたが，火炎輝度と火炎温度は比例することがよく知られている．そのためガス火炎温度はディーゼル火炎温度よりも低くなっているはずである．さらに NOx 排出量は火炎温度に比例する．表 xx の NOx 排出量からガス燃焼の際の NOx 排出量はディーゼル燃焼のものから，約 25%減となっている．しかし NOx Tier3 規制では現行の排出量から約 80%減と義務付けられているため，直噴ガス燃焼単体ではその規制をクリアすることは不可能であることが確認できた．

表 6.2 排気ガス組成比較

	GI	Diesel
CO [ppm]	8-10	44
HC [ppm]	69-87	21
NOx [ppm]	346-393	531

6.3_c GI 燃焼へのパイロット燃料噴射タイミングの影響

本節では，パイロット燃料の噴射タイミングが GI 燃焼へ及ぼす影響を検証した．以下表 6.3 に本実験条件を記載する．本実験ではパイロット燃焼の噴射タイミングを変更した 3 種の実験を行っており，それぞれ，基準となる”Normal”，タイミングを早めた”Early”，遅らせた”Late”となっている．

表 6.3 実験条件

	メイン噴射条件		
ノズル径 [mm]	1.0		
噴射圧力 [MPa]	27.5		
噴射開始/終了 [deg.ATDC]	-4.0/16.0		
	パイロット噴射条件		
	Early	Normal	Late
ノズル径 [mm]	0.16		
噴射圧力 [MPa]	50		
噴射開始 [deg.ATDC]	-8.0	-6.0	-4.4
噴射終了 [deg.ATDC]	-4.8	-1.7	0.2

それぞれの条件における，パイロット噴射タイミング及び熱発生率の比較を表 6.6 に記載する．条件”Late”において，着火後急激な熱発生率の上昇が確認できる．条件”Early”，及び”Normal”には熱発生率の違いは確認できない．

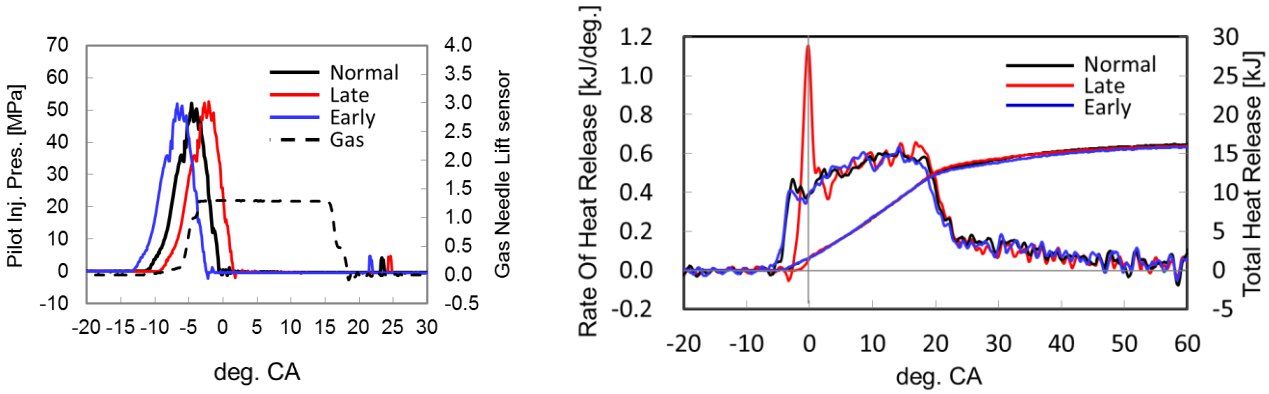
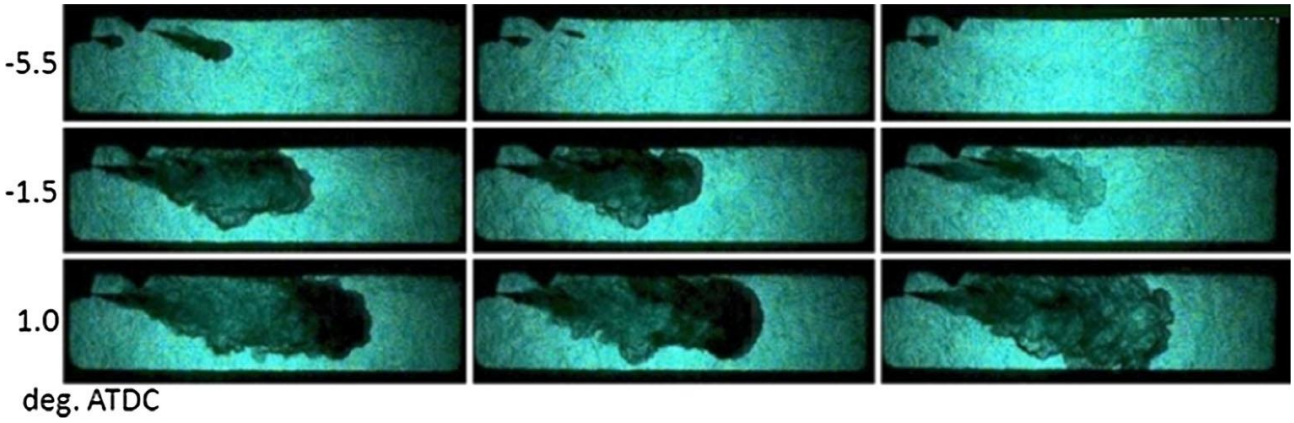


図 6.6 パイロット噴射タイミング(左図)及び熱発生率(右図)の比較

次にシャドウグラフ法により燃焼室内を可視化したものを図 6.7 に記載する．すべての条件において −5.5deg.ATDC で，燃焼室画像の左端よりガス燃料が噴射されていることが確認できる．条件”Early”，及び”Normal”については，パイロット燃料も噴射されている．−1.5deg.ATDC にて，ガス燃料がパイロット燃料に到達した後，燃焼していることが確認できる．一方，条件”Late”では，−1.5deg.ATDC にて他条件と異なり，パイロット燃料がガス燃料内に噴射されている．このことがパイロット燃料の着火反応をさらに遅らせている可能性が考えられる．その後パイロット燃料が着火することで，それまでに形成された燃料/空気の混合気に急激に着火し，1.0deg.ATDC に確認できるように火炎が急拡大していると考えられる．
1.0deg.ATDC における火炎の広がりは条件”Late”が最も大きく，熱発生率の傾向と同様であるため，これは妥当なものであると考えられる．



“Early”　　“Normal”　　“Late”

図 6.7 噴射タイミング変更による燃焼画像比較

表 6.4 にこれら 3 条件の排気ガス組成を記載する．本試験においては，3 条件について排気ガス組成に顕著な違いは見られなかった．しかし，NOx，HC は条件”Late”において増加の傾向が確認された．NOx の増加は，パイロット燃料の着火後，ガスに急激に着火し，火炎温度が上昇しているためだと考えられる．HC の増加の要因としては，パイロット燃料の噴射が遅れたことにより，未燃ガスが筒内壁面へ到達し，未燃分が増加したと考えられる．

表 6.4 排気ガス組成

	Early	Normal	Late
CO [ppm]	12	18	21
HC [ppm]	85	78	100
NOx [ppm]	223	216	260

6.3_d EGR 条件を模擬した GI 燃焼

上述の通り，直噴ガスエンジンでは，IMO Tier3 の NOx 規制をクリアすることは不可能である．その解決策の一つであるのが EGR(排ガス再循環)である．EGR とは排ガスの一部を給気と混合し，その混合気を燃焼室へ送り込む手法である．その混合気は空気と比較して，酸素量が減少，不活性ガスである CO2 が増加している．そのため，燃焼時の火炎温度を低下させることができる．結果として，NOx 排出量を削減する事ができる．本節では，EGR 条件下での燃焼状態を観察した．実験では EGR 条件を模擬するため，供給する酸素濃度を低減した(17.5%)．表 6.5 に本実験条件を記載する．

表 6.5 実験条件

	パイロット噴射条件	メイン噴射条件
ノズル径 [mm]	0.16	1.0
噴射圧力 [MPa]	50	27.5
噴射開始/終了 [deg.ATDC]	−8.0/−4.8	−4.0/16.0

さらに本試験では，二条件の低酸素条件を実施した．1 つは基準条件(21%O2)から給気圧(0.7MPa)を保ち，酸素濃度を減少させた条件(17.5%O2)，もう一つは酸素濃度を 17.5%として，給気圧を上昇させた条件(0.87MPa)である．給気圧を上昇させたのは，RCEM 内の充填酸素量を基準状態と同等とするためである．図 6.8 に本試験の熱発生率の比較，表 6.6 に排ガス組成の比較をそれぞれ記載する．

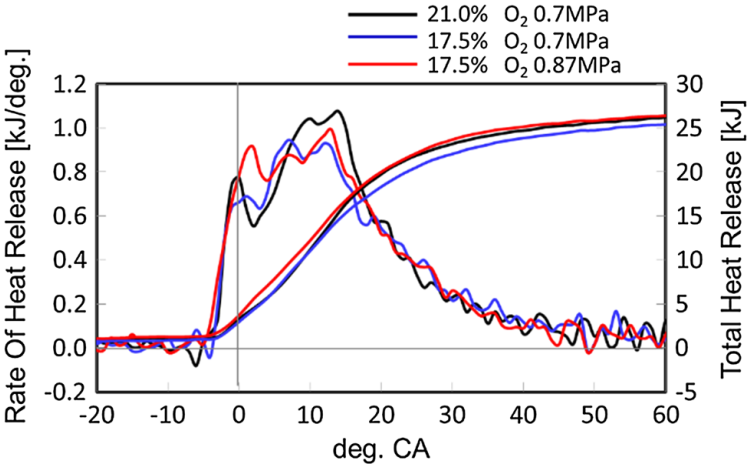


図 6.8 熱発生率比較

表 6.6 排ガス組成

	21.0% O2	17.5%O2	17.5%O2 高圧条件
給気圧 [MPa]	0.7	0.7	0.87
CO [ppm]	14−16	25	13
HC [ppm]	70−87	132	136
NOx [ppm]	459−464	114	120

低酸素濃度条件である 2 ケースの熱発生率のピークが基準条件よりも低くなっていることが確認できる. さらに, 低酸素且つ給気圧 0.7MPa の条件において, 総発熱量がその他 2 ケースよりも低くなっていることがわかる.

排ガス組成ついては, 低酸素濃度条件の 2 ケースは, NOx 生成量が基準条件と比較して約 75%減となったことが確認できる. さらに HC については 2 ケースとも, 基準条件から悪化していることがわかる. CO は低酸素, 給気圧上昇条件において, 基準条件と同等となっていることが確認できる.

6.4 実エンジンを模擬した GI 燃焼とディーゼル燃焼の比較

本項，実エンジンを模擬した条件での実験を行った．図 6.1 に記載した RCEM のシリンダーヘッド上部に石英ガラスを取り付け，燃焼過程を直撮，シュリーレン法の 2 手法にて撮影した．空気が燃焼室に送り込まれる際の旋回流(スワール流れ)の接線速度は上死点にて，約 15m/s である．この値は近年の舶用低速ディーゼル機関とほぼ同値となっている．(参考文献 4)

6.4_a GI 燃焼

撮影画像を図 6.9 に記載する．撮影画像上部にガスノズル噴孔の位置，及びスワール流れの方向を記載する．シュリーレン画像では，直撮では確認できない燃焼ガスの広がりを確認できる．(12deg.ATDC，及び 16deg.ATDC)

実験条件は表 6.7 に記載する．後述するが，本実験後に EGR 条件下での模擬実験を行った．その比較のため本実験条件を基準条件”Standard”とする．

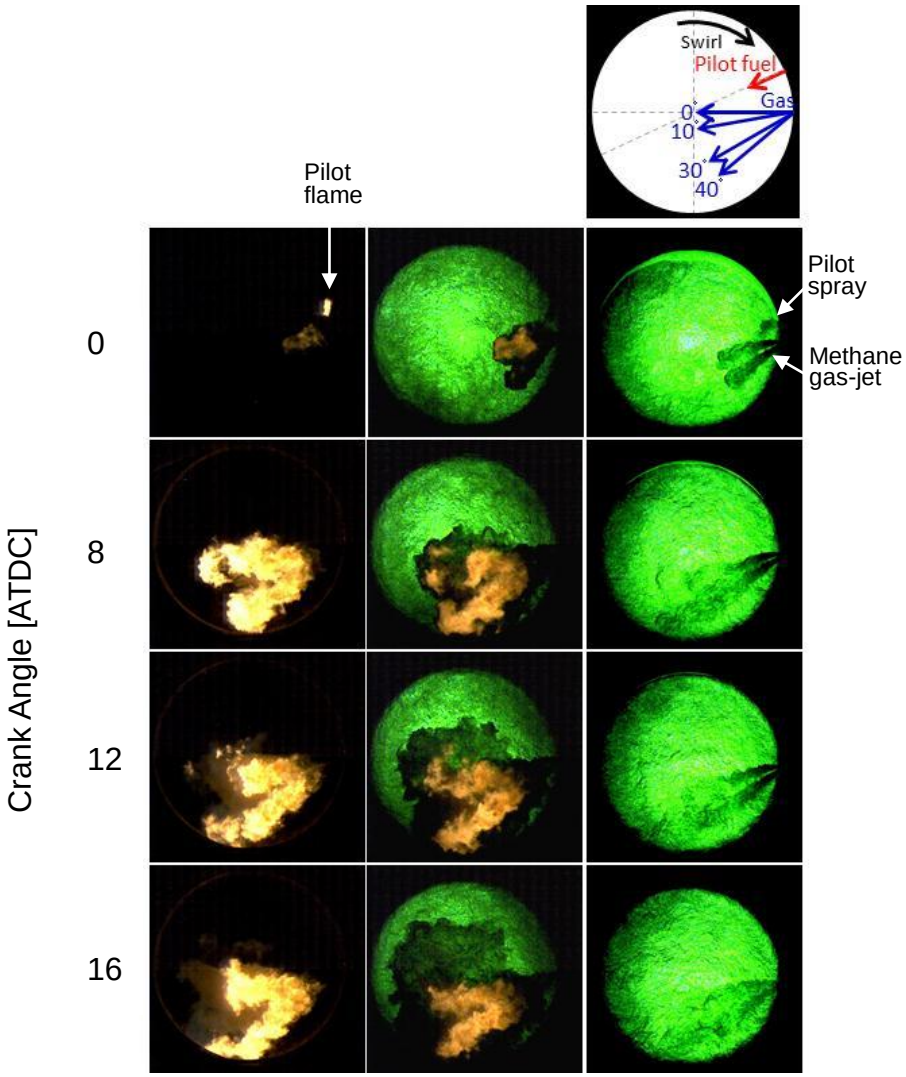


図 6.9 基準条件での直撮画像(左)，シュリーレン画像(中)，窒素雰囲気下でのシュリーレン画像(右)

表 6.7 実験条件(基準条件)

パイロット噴射条件	
ノズル径 [mm]	0.2 x 1
噴射圧力 [MPa]	50
噴射開始/終了 [deg.ATDC]	−8.0/−4.8
メイン噴射条件	
ノズル径 [mm]	0.7 x 4
噴射圧力 [MPa]	31.5
噴射開始/終了 [deg.ATDC]	−6.0/15.0
RCEM 充填条件 [メイン噴射開始時]	
充填圧力 [MPa]	9.0
充填温度 [K]	773

6.4_b ディーゼル燃焼と GI 燃焼の比較

本節ではディーゼル燃焼と上述の GI 燃焼(基準条件)及び EGR 条件下での GI 燃焼の比較を行う. 実験条件を表 6.8 に記載する. さらに図 6.10 に各条件の噴射期間の比較及びディーゼル燃焼と GI(基準)燃焼の熱発生率の比較を記載する. 次に図 6.11 にそれぞれの条件のシュリーレン法による撮影画像を記載する.

表 6.8 実験条件

	Diesel	GI(基準) Standard	GI(EGR)
ノズル径 [mm]	0.3 x 4	基準条件と同等	
噴射圧力 [MPa]	135		
噴射開始/終了 [deg.ATDC]	−7.0/15.0		
RCEM 充填条件			
充填圧力 [MPa]	GI 基準条件と同等		
充填温度 [K]			
充填酸素濃度 [%]	21.0	21.0	17.3

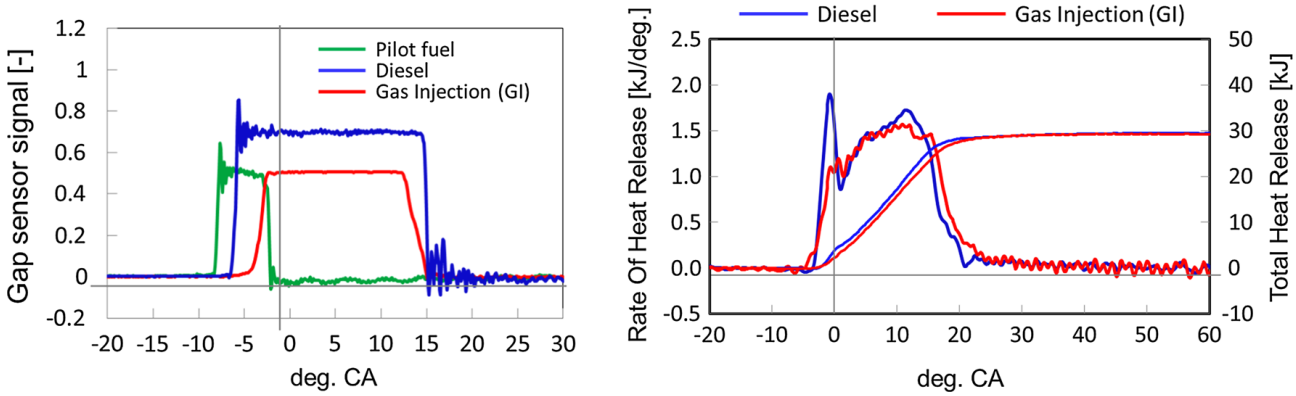
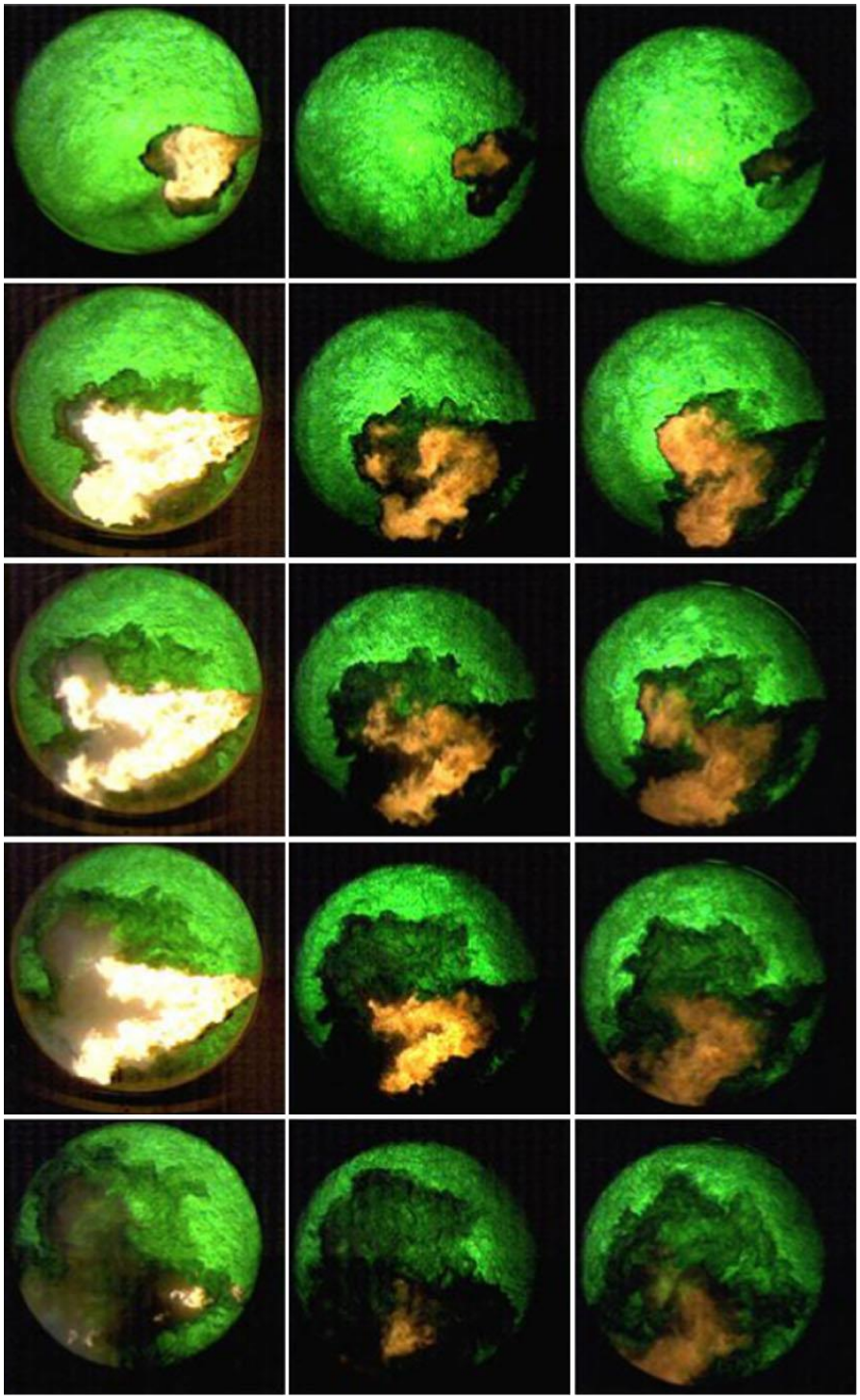


表 6.10 噴射期間及びディーゼル燃焼, GI(基準)燃焼の熱発生率の比較



“Diesel”　　“GI Standard”　　“GI EGR”

図 6.11　シュリーレン法による燃焼画像比較

熱発生率を比較すると，GI 燃焼のほうが，ディーゼル燃焼よりも緩やかに進行していることが確認できる．さらに噴射期間の観点からみると，噴射終了のタイミングはディーゼル，GI ともに同等であるが，GI 燃焼のほうが，若干燃焼期間が長くなっていることが確認できる．表 6.9 に示す排ガス組成を見ると，CO の排出量が約 2 倍，HC の排出量は約 10 倍となっている．HC が著しく増加した理由としては，図 6.11 のシュリ

ーレン画像からも見て取れる．ディーゼル燃焼では，着火後，ノズル近傍を含め火炎が筒内に一様に拡散していることが確認できる．しかし，GI 燃焼では，パイロットの着火後，火炎は筒内に拡散しているが，ノズル近傍では燃焼が進行していないことがわかる．この特徴は 6.3_c 節で記述したものと同様である．このことから GI 燃焼にて，HC が増加したものと考えられる．

表 6.9 排ガス組成

	Diesel	GI Standard	GI EGR
CO [ppm]	16.6	30.2	45
HC [ppm]	11	125	155
NOx [ppm]	499	300	44

次に GI Standard と GIEGR を比較する．シュリーレン画像を見ると，GI(EGR)において，燃焼期間中期(12deg.ATDC～16deg.ATDC)にて火炎の輝き(輝度)が小さく見える．さらに熱発生率を見ると，GI(EGR)のほうが，着火後の燃焼が緩やかに進行していることがわかる．排ガス組成を確認すると，NOx 生成量が GI(基準)の約 15%と劇的な減少が確認できた．GI 燃焼単体では NOx 規制のクリアは不可能であると既に述べたが，GI 燃焼+EGR の組み合わせにより，その規制をクリアできることが確認できた．

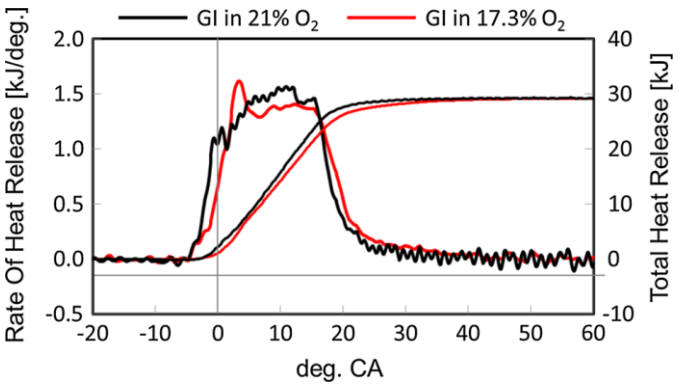


図 6.12, GI 燃焼の熱発生率比較

6.5 数値計算

本項では 3 章で記載した，ガスパーセルモデル及び詳細化学反応を解析する SENKIN を導入した CFD コード KIVA3V を用い，天然ガスの拡散燃焼の数値計算を行った．

表 6.10 に本計算で使用した計算モデルを記載する．表 6.11 に示す条件にて計算を実施した．装置内の初期圧力は，装置内の酸素量が濃度に係らず一定になるように設定した．本計算で使用した計算格子を図 6.13 に示す．セル数は下死点において，100000 であり，最小セルサイズは 5x4x4 とした．

図 6.14 は本計算における燃料噴射量のプロファイルを示す．実験の噴射プロファイルには圧力脈動によるばらつきがあるが，ディーゼル燃焼とガス燃焼の比較の簡略化のため，計算条件には，ばらつきを除外したものを入力した．

図 6.15 にガス拡散燃焼にて酸素濃度を変化させた場合の実験，計算の NOx 生成量を示す．NOx 生成量は酸素濃度低減とともに減少しており，ディーゼル拡散燃焼と同様の傾向を示した．同時に炭化水素排出量は増加し，CO 排出量には変化はなかった．この傾向も 6.3_d 項に示したものと同様である．したがって，ガスパーセルモデルの導入により，ガス拡散燃焼の排気組成は数値計算と実験との間で，再現性があると言える．

図 6.16 に RCEM 内の火炎温度分布の計算値を示す．この図は酸素濃度 21%，17%の場合のガス拡散燃焼，及びディーゼル燃焼の比較を表す．ガス火炎では，輝炎を利用した二色法による直接温度計測の適用が困難なため，数値計算による比較は非常に有用である．GI 燃焼で酸素濃度を変化させた場合，筒内濃度が低下とともに火炎温度が低下していることが確認できる．さらにディーゼル火炎温度と比較した場合，ガス火炎温度が低下していることが分かる．それは，当量比がガス，ディーゼルで同等であれば，ガス火炎の断熱火炎温度はディーゼルのものよりも低くなるためである．ガスの C/H 比はディーゼルよりも低いため，燃焼により生成する水蒸気量はディーゼルよりも増加する．そのため筒内の温度上昇がディーゼル燃焼と比べ，抑制され結果として NOx 生成量は低下する．以上のことより，本数値計算の結果はディーゼル燃焼と比較して，NOx 生成量が抑制できるという点で合理的なものとなった．

さらに火炎温度分布から，ガス燃焼ではノズル近傍において，温度上昇が抑制されていることが確認でき，実験と同様の結果が確認された．

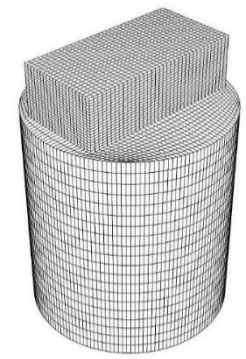


図 6.13 RCEM 計算格子

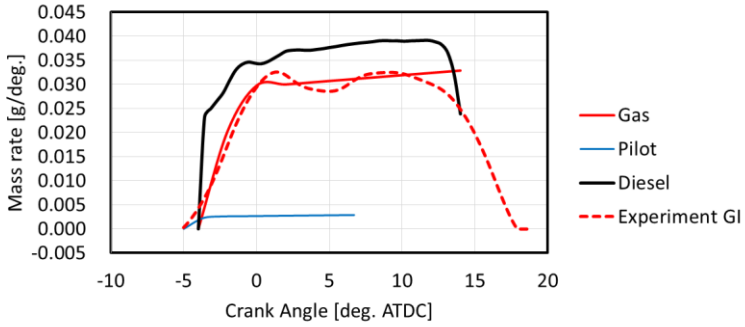


図 6.14 噴射プロファイル入力パターン

表 6.10： 計算モデル

	計算モデル	
乱流	RNG k-ε モデル	
初期分裂	Blob モデル	
二次分裂	KH-RT モデル	
燃焼	SENKIN	
反応スキーム	軽油	ERC n-heptane scheme[22]
	メタン	GRI-Mech 3.0[12]
NO 生成	拡大ゼルドヴィッチモデル	

表 6.11： 実験/計算条件

初期条件 (-142.deg.ATDC)		**噴射条件**			
充填圧力 [MPa]	0.81,0.73, 0.65,		パイロット	ガス	ディーゼル
		ノズル径 [mm]	0.16mm	1.6mm	0.5mm
充填温度 [K]	423	噴射圧力 [deg. ATDC]	60MPa	30MPa	150MPa
酸素濃度 [vol%]	17.0,19.0 21.0	噴射期間 [deg]	11deg.	18deg.	18deg.
上死点条件		噴射開始 [deg. ATDC]	-5	-4	-4
圧力[MPa]	12.5,11.2 10.0	噴射量	31mg	0.54g	0.642g
		当量比	0.0068	0.1387	0.1408
		燃料組成	n-heptane	methane	n-heptane
温度 [K]	820K	化学種	29 (ERC)	22 (GRIMECH)	29 (ERC)
		化学反応数	52	84	52

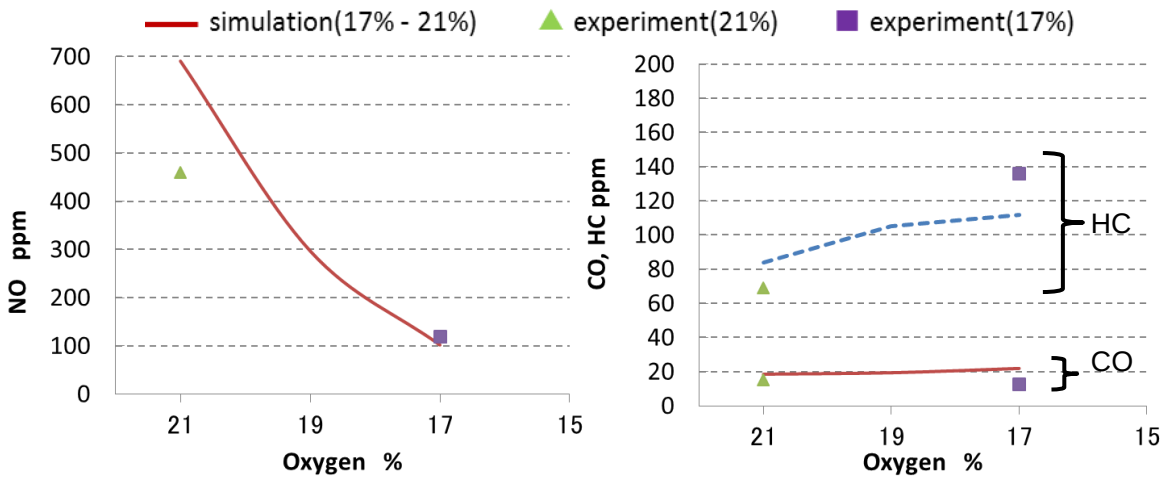


図 6.15 NO/CO,HC 生成量の比較

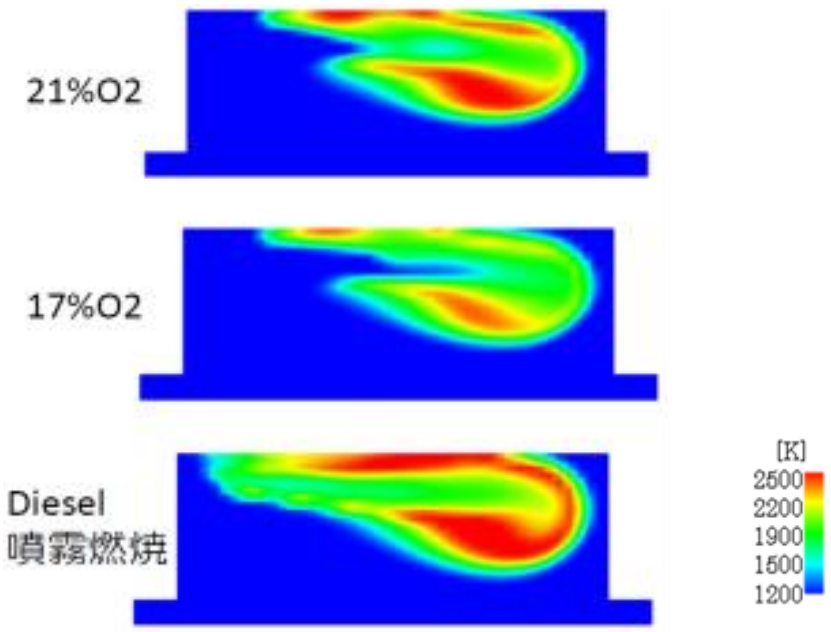


図 6.16 火炎温度比較

6.6 結論

本章では，RCEM を用いたガス燃焼とディーゼル燃焼の比較を実験及び数値計算の両面から行った．

まずはじめに，ディーゼル燃焼と比較して，ガス燃焼は，ディーゼル火炎に比べすすの発生量が明確に減少する一方，熱発生は同様の傾向を示すことが確認された．さらに NOx 生成量はディーゼル燃焼と比べ約 30%低減することが確認された．

パイロット噴射を遅延させた場合は予混合燃焼期間の増加により，未燃炭化水素量が増加することが確認された．パイロット噴射を進角させた場合は，熱発生率，未燃炭化水素量，NOx 生成量のすべての面において，効果がないことが確認できた．

筒内酸素濃度を低下させた場合は，NOx 生成量は，ディーゼル燃焼と同様に，約 75%まで低減可能であるが，同時に未燃炭化水素量が 1.65 倍となった．

CFD コード KIVA3V に SENKIN を組み込み，さらにガスパーセルモデルを導入した結果，筒内酸素濃度 17%の場合のガス火炎温度は酸素濃度 21%の場合と比較し，約 100-200℃低減可能であることが確認された．

第 7 章　結言

本研究では，大型舶用 2st ディーゼルエンジンから筒内直接噴射式ガスエンジンへの転換を主目的とし，これまでほとんど研究が為されていない高圧縮場へ噴射される高密度ガス噴流の可視化計測及びディーゼル噴霧との比較を行い，数値計算による再現性の検証を行った．

各研究で得られた事象を以下に記載する．

・ガス噴流とディーゼル噴霧の到達距離に関する研究に関して

A. ガス噴流もディーゼル噴霧と同様に，噴射圧力と充填圧力の差圧の上昇とともに噴流到達距離の増加が確認できる．
B. ガスパーセルモデルを導入した KIVA3V にて，噴射初期において噴流到達距離を良好に再現できる．
C. 噴霧に平行な低乱流強度の気流下では，気流速度に応じて到達距離の伸張と噴霧円錐角の減少が生じるが，噴霧体積では増加する．
D. 液滴の分裂と衝突は噴孔から数 mm 内の液柱先端と表面で主に発生し，噴射開始直後から発達後と同様の噴霧形状を示すが，気液の相対速度の影響は噴射初期から認められる．
E. 液滴衝突と合体の有無により，予測される到達距離や準定常的伝ぱの遷移位置等が変化するが，衝突の考慮範囲を噴孔近傍に限定することで計測値との良好な一致が得られた．
F. 気流速度の噴霧円錐角への影響の考慮により，噴射初期の噴霧到達距離が改善され，計測値と良好な一致が得られた．
G. 噴流到達距離の数値計算に関しても，上述の気流速度の噴霧円錐角への影響の考慮を考慮する場合，噴射初期の噴流到達距離が改善されると考えられる．

・PIV を用いたガス噴流の空気導入過程に関する研究に関して

H. 異なる噴射圧による噴流貫通距離は時間と線形の関係にあり，噴流の平均速度はディーゼル噴霧と同様に，噴射圧の増大とともに大きくなる．

I. 定容容器内に噴射されたガス噴流と周囲空気の間には 3 点の特徴が観察された．ノズル近傍において，周囲空気はガス噴流に随伴し，ショックセル消滅後の噴流内への空気導入を促進する．ガス噴流中盤においては，渦の生成が確認される．ガス噴流先端では周囲空気は噴射方向と同方へ押し込まれる．

J. ガス噴流の到達により，周囲空気は加速され，特にガス噴流との境界面で最も早くなることが確認された．

K. ガス噴流と周囲空気の境界面で生成する渦によって，空気導入が促進され，混合気形成へ大きく寄与している．
L. 噴射圧力の増大により，ノズル近傍及びガス噴流と周囲空気の境界面において，平均速度が上昇していることが確認でき，同時にガス噴流への空気導入も活発になる．

・筒内直接噴射式ガスエンジンの燃焼過程の光学的検証に関して

M. ディーゼル燃焼と比較して，ガス燃焼は，ディーゼル火炎に比べすすの発生量が明確に減少する一方，熱発生は同様の傾向を示すことが確認された．さらに NOx 生成量はディーゼル燃焼と比べ約 30%低減す

ることが確認された.

N. パイロット噴射を遅延させた場合は予混合燃焼期間の増加により，未燃炭化水素量が増加することが確認された．パイロット噴射を進角させた場合は，熱発生率，未燃炭化水素量，NOx 生成量のすべての面において，効果がないことが確認できた.

O. 筒内酸素濃度を低下させた場合は，NOx 生成量は，ディーゼル燃焼と同様に，約 75%まで低減可能であるが，同時に未燃炭化水素量が 1.65 倍となった.

P. CFD コード KIVA3V に SENKIN を組み込み，さらにガスパーセルモデルを導入した結果，筒内酸素濃度 17%の場合のガス火炎温度は酸素濃度 21%の場合と比較し，約 100-200℃低減可能であることが確認された.

参考文献

第 1 章

[1] EIA「Global natural gas production doubled between 1980 and 2010
<http://www.eia.gov/todayinenergy/detail.cfm?id=4790>

[2] Wärtsilä Corporation「The benefits of hybrid propulsion and electrification for vessel owners」
<http://www.slideshare.net/wartsilacorp/electric-and-hybridmarineworldexpopatrickbaan062014>

第 2 章

[3] 流れの可視化学会編「流れの可視化ハンドブック」, p293,294, 1986

[4] 流れの可視化学会編「流れの可視化ハンドブック」, p308,309, 1986

[5] M.ラッフェル・C.E.ヴィラート・J.コンペンハンス 原著 小林敏雄 監修 岡本孝司・川橋正昭・西尾茂 訳（2000）『PIV の基礎と応用 粒子画像流速測定法』 シュプリンガー・フェアラーク東京

[6] M.ラッフェル他/PIV の基礎と応用/シュプリンガー・フェアラーク東京/2000 年/P4

第 3 章

[7] Amsden A.A LA-UR-99-915 KIVA-3V RELEASE 2, IMPROVEMENTS TO KIVA-3V, Los Alamos NATIONAOL LABORATORY

[8] Carsten Baumgarten「Mixture Formation in Internal Combustion Engines」 p125-128, 2006

[9] Carsten Baumgarten「Mixture Formation in Internal Combustion Engines」 p128-129, 2006

[10] 助川ら「ガスパーセル法による低バルブリフト時の筒内流れ解析」『日本機械学会 2010 年度年次大会講演論文集(3)』NO.10-1, 2010, p93-94

[11] Heywood J. B.「Internal Combustion Engine Fundamentals」 1988, p572-577

[12] GRI-Mech「CURRENT AND FUTURE RELEASES OF GRI-Mech」
< http://combustion.berkeley.edu/gri-mech/new21/releases.html>

[13] Kong, S. C. and Reitz, R. D.「APPLICATION OF DETAILED CHEMISTRY AND CFD FOR PREDICTING DIRECT INJECTION HCCI ENGINE COMBUSTION AND EMISSIONS」『Proceedings of the Combustion Institute』 Vol.29, 2002, p663-669

第 4 章

[14] Miyake, M., Biwa, T. et.al, CIMAC Congress, D11.2,1983

[15] Ouellette, P., Hill, P.G., SAE Paper 921555 1992

第 5 章

[16] Lee, J. and Nishida, K., SAE Paper 2003-01-1115

[17] Zhu, J., Nishida, K., Kuti, O. A., Moon, S., Atomization and Sprays, 21:447-465 (2011).

[18] Bruneaux, G., Causse, M., Omrane, A., SAE Paper 2011-01-1828

[19] Shoba, T., Crua, C. et al. 24th ILASS-Europe, No.1079

[20] Donaldson, C., Snedeker, R., J.Fluid Mech. (1971) vol 45, part2, pp281-319
[21] Nishida, K., et al. session A.2.2, THIESEL 2012
[22] Engine Research Center (Online)
<https://www.erc.wisc.edu/chemicalreaction.php>

謝辞

筆者は九州大学大学院 総合理工学府 環境エネルギー工学専攻修士課程を 2010 年度に卒業いたしました。その後、2012 年度後期社会人博士課程へと入学いたしました。本来であれば、博士課程の 3 年で卒業するべきでありましたが、皆様へご迷惑をかけてしまいました。既に退官なされた高崎講二名誉教授、田島博士准教授、鶴大輔助教、誠に申し訳ございません。と同時に、長きにわたりご指導いただきまして、ありがとうございました。筆者は 2011 年 3 月に総合理工学府修士課程を卒業ののち、現在の(株)三井 E&S マシナリー(旧三井造船)へと入社いたしました。弊社では実機相当の大型舶用 2st ディーゼルエンジンにて様々なテストを行っており、現在入社 8 年目となります。入社直後からすんなりと業務へと移行できたのも、修士課程在学中において、お三方に鍛えていただいた結果です。

本論文を提出できるのも、先生方、会社の皆さま、両親、妻の助けがあってのものです。最後となりますが、この場を借りて、皆様へ御礼申し上げます。誠にありがとうございます。

2018/7/4 石橋亮佑